

О.Д. Вольпян, А.И. Кузьмичёв

Отрицательное преломление волн

**Введение в физику и технологию
электромагнитных метаматериалов**

Под редакцией академика Российской Академии
инженерных наук им. А.М. Прохорова,
доктора физ.-мат. наук, профессора Г.М. Зверева

Киев - Москва
“Аверс”
2012

УДК 535.3: 537.8

ББК 22.343

В67, К89

Рецензенты:

Е.Д. Белявский, доктор физ.-мат. наук, профессор кафедры физической и биомедицинской электроники Национального технического университета Украины “Киевский политехнический институт”

К.П. Шамрай, доктор физ.-мат. наук, заведующий отделом теории плазмы института ядерных исследований Национальной Академии наук Украины

Рекомендовано к печати Учёным Советом факультета электроники Национального технического университета Украины “Киевский политехнический институт”,
кафедрой полупроводниковой электроники ГОУ ВПО “Московский энергетический институт (технический университет)”

Вольпян О.Д., Кузьмичёв А.И.

Отрицательное преломление волн. Введение в физику и технологию электромагнитных метаматериалов / Под ред. Г.М. Зверева. – К.-М.: Аверс, 2012. – 360 с.
ISBN 966-8934-23-7

Изложены основы физики и технологии метаматериалов, обладающих отрицательным показателем преломления для электромагнитных волн оптического и СВЧ диапазонов.

Для студентов и аспирантов, специализирующихся в области нанофотоники и техники СВЧ, а также научных и инженерно-технических работников.

УДК 535.3: 537.8

ББК 22.343

ISBN 966-8934-23-7

© О.Д. Вольпян, А.И. Кузьмичёв, 2012

ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА

Всем понятна важность создания новых материалов для разработки новых, более того, принципиально новых приборов и устройств электронной и фотонной техники. Поэтому очевиден интерес, проявляемый в настоящее время к новому классу электромагнитных материалов, которые получили название “метаматериалы”. Этот интерес выражается в стремительном росте количества исследователей, работающих с ними, и публикаций, посвящённым им. Если в конце 90-тых годов прошлого века количество публикаций в год составляло единицы, то сейчас – тысячи статей.

Электромагнитные метаматериалы – это искусственные структурированные особым образом среды, электрические и магнитные свойства которых существенно отличаются от свойств исходных конструкционных материалов. Например, метаматериал может иметь отрицательный показатель преломления, который не наблюдается у природных кристаллов. Внутренняя структура метаматериалов играет важнейшую роль в формировании характеристик и параметров.

Метаматериалы обычно конструируют из дискретных резонансных микро- и наноэлементов – “метаатомов”, имитирующих электромагнитную реакцию атомов и молекул природных веществ. Метаатомы группируются в виде одно- или многослойной кристаллической решётки, а их небольшой размер (намного меньше длины волны излучения) позволяет считать решётку однородной для данной длины волны средой по аналогии с природными кристаллами и использовать концепцию “эффективной среды” для расчёта характеристик.

Очень важно отметить, что уже созданы метаматериалы для оптического диапазона волн и стало возможным создание новой фотонной и квантово-оптической техники – появляются оптические наноантенны, нанолазеры, нелинейные элементы и другие устройства для генерации и управления светом. Разрабатываются системы, преодолевающие дифракционный предел. Метаматериалы являются основой для таких областей науки и техники как наноплазмоника и нанофотоника.

Основная литература по метаматериалам издана на английском языке, а многие источники малодоступны; это затрудняет её изучение студентами и молодыми специалистами. В связи с этим целесообразно издание книги на русском языке, в которой были бы сконцентрированы основные сведения о новых электромагнитных материалах и предполагаемых применениях. Подобную задачу, на мой взгляд, решает данная книга.

Содержание книги можно условно разделить на три части. В первой авторы рассмотрели предысторию и научные предпосылки появления метаматериалов, а также вопросы терминологии. В частности, показано, что метаматериалами называют то, что раньше в радиофизике именовали искусственными диэлектриками, магнетиками и искусственной плазменной средой. Авторы отразили существенный вклад наших соотечественников в развитие этого направления. Вторая часть книги посвящена метаматериалам для СВЧ (гигагерцевого) диапазона волн и некоторым устройствам на их основе. Эти материалы в научном, конструктивном и технологическом отношении проще оптических и исторически были предложены первыми. Третья часть книги посвящена оптическим (фотонным) метаматериалам, которые в настоящий момент особенно интенсивно разрабатываются и очень перспективны в связи со стремительным развитием нанофотоники. В приложении представлены материалы для углублённого изучения. Подобная последовательность изложения темы представляется мне методологически правильной, так как последовательно, с единых позиций, знакомит читателей с логикой разработок электромагнитных метаматериалов, физикой их функционирования и технологией изготовления.

Книга может служить учебным пособием для студентов и аспирантов, специализирующихся в области нанофотоники и техники СВЧ, и будет интересна научным и инженерно-техническим работникам.

*Редактор, академик Российской Академии инженерных наук
им. А.М. Прохорова, доктор физ.-мат. наук, проф.*

Г.М. Зверев

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	8
В.1 Немного о терминологии	14
1 ИСТОРИЯ И НАУЧНЫЕ ПРЕДПОСЫЛКИ СОЗДАНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛОВ	17
1.1 Предыстория электромагнитных метаматериалов	18
1.2 Из лекции проф. Л.И. Мандельштама	32
1.3 Концепция проф. В.Г. Веселаго для вещества с отрицательным показателем преломления	36
1.4 Корректировка формул для законов оптики при учёте знака показателя преломления	45
2 ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРВЫХ ОБРАЗЦОВ МЕТАМАТЕРИАЛОВ ГИГАГЕРЦЕВОГО ДИАПАЗОНА	48
2.1 Первые экспериментальные подтверждения получения реальных метаматериалов	54
2.2 Экспериментальное подтверждение отрицательного показателя преломления	62
2.3 Особенности экспериментального выявления отрицательной магнитной проницаемости	76
3 ФОКУСИРУЮЩИЕ ЛИНЗЫ ГИГАГЕРЦЕВОГО ДИАПАЗОНА ИЗ ОДНОРОДНЫХ И ГРАДИЕНТНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛОВ	81
3.1 Фокусировка излучения плоско-вогнутой линзой с отрицательным показателем преломления	83
3.2 Метаматериалы с градиентом показателя преломления	89
3.3 Градиентные фокусирующие линзы	99
4 ТЕХНОЛОГИЯ МЕТАМАТЕРИАЛОВ ГИГАГЕРЦЕВОГО ДИАПАЗОНА	111

5	ОСВОЕНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА ВОЛН	116
5.1	Отрицательная магнитная проницаемость метаматериала на основе резонаторов из разрезанных колец в терагерцевом диапазоне	121
5.2	Технология получения многослойных метаматериалов терагерцевого диапазона на основе резонаторов из разрезанных колец	154
5.3	Метаматериалы на основе резонаторов из спаренных проводников	163
5.4	Плазмонные резонансы в метаматериалах	181
5.5	Принцип Бабинэ и его реализация в метаматериалах с отверстиями или в виде сеток	187
5.6	“Одно- и двукратно отрицательные” метаматериалы	199
5.7	Многослойные сетчатые метаматериалы	205
6	НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ МЕТАМАТЕРИАЛОВ	225
6.1	Линзы с субволновым разрешением	225
6.2	Получение эффекта невидимости, “плащ-невидимка”	241
7	АЛЬТЕРНАТИВНЫЕ СТРУКТУРЫ МЕТАМАТЕРИАЛОВ	257
7.1	Структуры на основе ВЧ передающих линий	257
7.2	Фотонные и электромагнитные кристаллы	262
7.3	Металпокрытия с градиентом показателя преломления (наноградиентные оптические покрытия)	263
7.4	Структуры на основе газо-плазменных образований	271
	ЗАКЛЮЧЕНИЕ	276
П1	ПРИЛОЖЕНИЕ 1. ПРАВАЯ И ЛЕВАЯ СИСТЕМЫ ВЕКТОРОВ E, H и k	277

П2	ПРИЛОЖЕНИЕ 2.	279
	ИСКУССТВЕННЫЕ ДИЭЛЕКТРИКИ И МАГНЕТИКИ	
	П 2.1 Периодические пространственные мезоструктуры из тонких проволок, генерация плазмонов низкой частоты	279
	П 2.2 Магнетизм проводниковых структур и усиление нелинейных эффектов	286
П3	ПРИЛОЖЕНИЕ 3.	313
	МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОГО МЕТА- МАТЕРИАЛА В ВИДЕ СЕТКИ	
П4	ПРИЛОЖЕНИЕ 4.	325
	ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ПОЛУЧЕНИЯ ФОТОННЫХ МЕТАМАТЕРИАЛОВ	
	ЛИТЕРАТУРА	340

ВВЕДЕНИЕ

Разработка новых типов радиоэлектронных и фотонных приборов и устройств, как правило, требует создания новых материалов, и наоборот, появление новых материалов стимулирует разработки приборов на новых физических принципах. Сказанное в полной мере относится к недавно созданным метаматериалам, на базе которых могут разрабатываться принципиально новые приборы функциональной электроники и фотоники: устройства с отрицательным преломлением для управления излучением в терагерцевом и видимом диапазонах волн; фильтры, поляризаторы, рефлекторы; генераторы и усилители света, умножители частоты; суперлинзы, позволяющие получать чёткое изображение элементов с размерами намного меньшими длины волны без дифракционных искажений; высоконаправленные антенны и резонаторы очень малых размеров, оптические магнитные зеркала; безотражательные покрытия; системы для электромагнитной невидимости и *Stealth*-технологии и многое другое [1].

Метаматериалы являются продуктом реализации идеи о возможности получения отрицательного показателя преломления света. В этих материалах свет преломляется не так, как обычно, т.е. не вправо, а влево под отрицательным углом (рис. В.1). Поэтому эти материалы часто называют материалами с отрицательным преломлением (*Negative Index Materials* – NIM) или “левосторонними” (*Left-Handed Materials* – LHM)*, В.Г. Веселаго [2] назвал их “левыми” средами, т.к. в них векторы напряжённости \mathbf{E} и \mathbf{H} вместе с волновым вектором \mathbf{k} электромагнитной волны образуют “левую” тройку векторов.

* LHM также называют “влево отклоняющими” или “влево вращающими” и даже “леворукими” или “левшами”, но поскольку на русском языке последние названия не благозвучны, их в современной литературе не применяют.

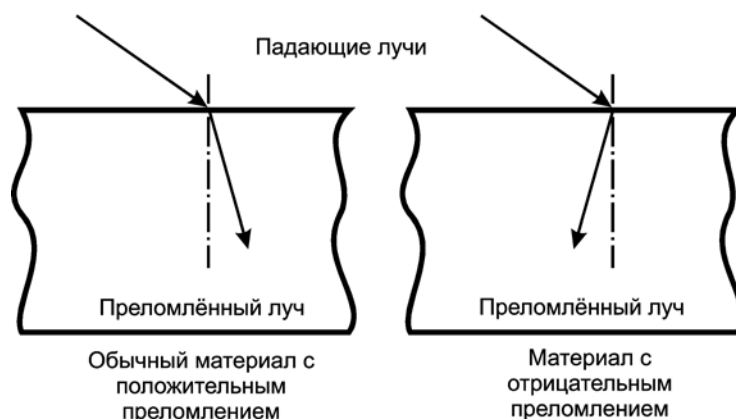


Рис. В.1. Эффект преломления света в обычном материале и метаматериале. Стрелки показывают направление потоков электромагнитной энергии

Обычные материалы (среды) называют “правосторонними” (*Right-Handed Materials* – RHM) или “правыми” по терминологии В.Г. Веселаго, поскольку \mathbf{E} , \mathbf{H} и \mathbf{k} образуют правую тройку векторов*. Коэффициент преломления n , диэлектрическая ϵ и магнитная μ проницаемости в этих средах имеют положительный знак, поэтому обычные среды называют “дважды положительными” (*doubly positive* – DPS).

Отрицательный коэффициент преломления n обусловлен сильной пространственной дисперсией метаматериала и отрицательными значениями ϵ и μ : $n = -\sqrt{\epsilon(\omega)\mu(\omega)} < 0$, т.к. $\epsilon(\omega) < 0$, $\mu(\omega) < 0$, где ω – круговая частота [2]. Поскольку обе проницаемости имеют отрицательный знак, эти материалы иногда называют “дважды отрицательными” (*doubly negative* – DNG). В метаматериалах фазовая скорость волн направлена в противоположную сторону относительно групповой скорости, поэтому эти материалы также именуют “обратными” средами (*“backward-wave media* – BW-media).

Особенностью метаматериалов является их резонансная реакция на внешнее электромагнитное поле, и что самое удивительное – реакция на оптических частотах не только на электрическое, но и на магнитное поле света. Отсюда термин “электромагнитный метаматериал” указывает на проявление

* По вопросу определений “левая” и “правая” тройка векторов см. Приложение 1.

свойств метаматериалов при взаимодействии с электромагнитным полем. Метаматериалы, взаимодействующие с излучением оптических частот, обычно называют фотонными или оптическими метаматериалами (см., например, [3-5]).

Аналогично, метаматериалы, реагирующие на акустические волны, называют акустическими.

Основной способ получения большинства известных метаматериалов основан на их “сборке” из огромного количества миниатюрных дискретных модулей, ячеек или наночастиц [6-8]). Эти модули (ячейки, наночастицы) иногда называют “метаатомами”. Ясно, что они не являются реальными атомами, но состоят из них, т.е. изготавливаются из обычного вещества – металла и диэлектрика. Размеры метаатомов существенно превышают атомные размеры. Они образуют пространственную структуру (матрицу) типа искусственной кристаллической решётки, поэтому количество метаатомов даже в небольшом кусочке метаматериала достигает 10^3 - 10^9 . При этом отметим, что у метаатомов отсутствует химическая связь друг с другом в отличие от атомов в многоатомных молекулах обычных материалов. Отсюда понятна разница в технологиях получения обычных материалов и метаматериалов. Первые получают металлургическим путём или химическим синтезом из атомов химических элементов, вторые – сборкой из искусственных метаатомов, полученных методами микро- и нанотехнологий.

Важно отметить то, что метаматериалы имитируют однородную среду для излучения, для этого размеры метаатомов и расстояния между ними выбираются меньше рабочей длины волны излучения, и чем меньше размеры, тем лучше выполняется условие однородности.

Внешне метаатомы представляют собой крошечные образования (наночастицы) из отрезков проволок, полосок, пластинок, стержней, дисков, колец, спиралек, шариков, плёнок, покрытий, многослойных структур, они могут быть в виде нанокластеров; наконец, они могут быть в виде некоторой системы отверстий в плоских элементах (например, они могут напоминать рыболовную сеть [9-10]). При этом важно то, что конфигурация и свойства метаатомов электромагнитных

метаматериалов обеспечивают выполнение ими функций простейших конденсаторов, индуктивностей, колебательных контуров или миниатюрных (нано)резонаторов.

Тонкие слои из метаматериалов, нанесённых на подложку, называют метаплёнками или метапокрытиями. В простейшем случае метаплёнка представляет собой узорчатую однослойную плёнку из металла, полупроводника, диэлектрика или магнитного материала на диэлектрической или полупроводниковой подложке. Рисунок узора определяется конфигурацией указанных выше электро(радио)элементов.

Метаматериалы можно рассматривать как композиты, гетерогенная среда которых содержит включения, но в данном случае, в отличие от других типов композитных материалов, включения представляют собой миниатюрные, наноразмерные электро(радио)элементы. Благодаря такого рода включениям метаматериалы обладают уникальными электро(радио)-физическими и оптическими свойствами, обусловленными резонансным взаимодействием с электромагнитным полем. Многократное локальное усиление поля в области резонирующего метаатома приводит к различным нелинейным эффектам [11].

Было принято считать, что метаматериалы отсутствуют в природе, т.е. являются искусственными образованиями, однако в последнее время появились сведения об открытиях таких материалов в живой природе, в частности, в глазных тканях некоторых морских животных. Минерал опал является такой разновидностью метаматериалов, как фотонный кристалл [12].

Практической разработкой электромагнитных и, в частности, фотонных метаматериалов стали интенсивно заниматься относительно недавно, но теоретические предпосылки для этого создавались в течение всего XX века. История их развития и вклад в них учёных разных стран представлены далее в разделе 1. Вопросам теории и технологии получения метаматериалов уделяется большое внимание в Европе, США, Китае и Японии. Публикуется много статей по данной тематике в периодической печати (интенсивность публикаций соответствует известному закону Мура, см. рис. В.2). За последние годы только в

международных реферируемых журналах опубликовано около 13 тысяч статей и более 21 тысячи за последние 10 лет [14].

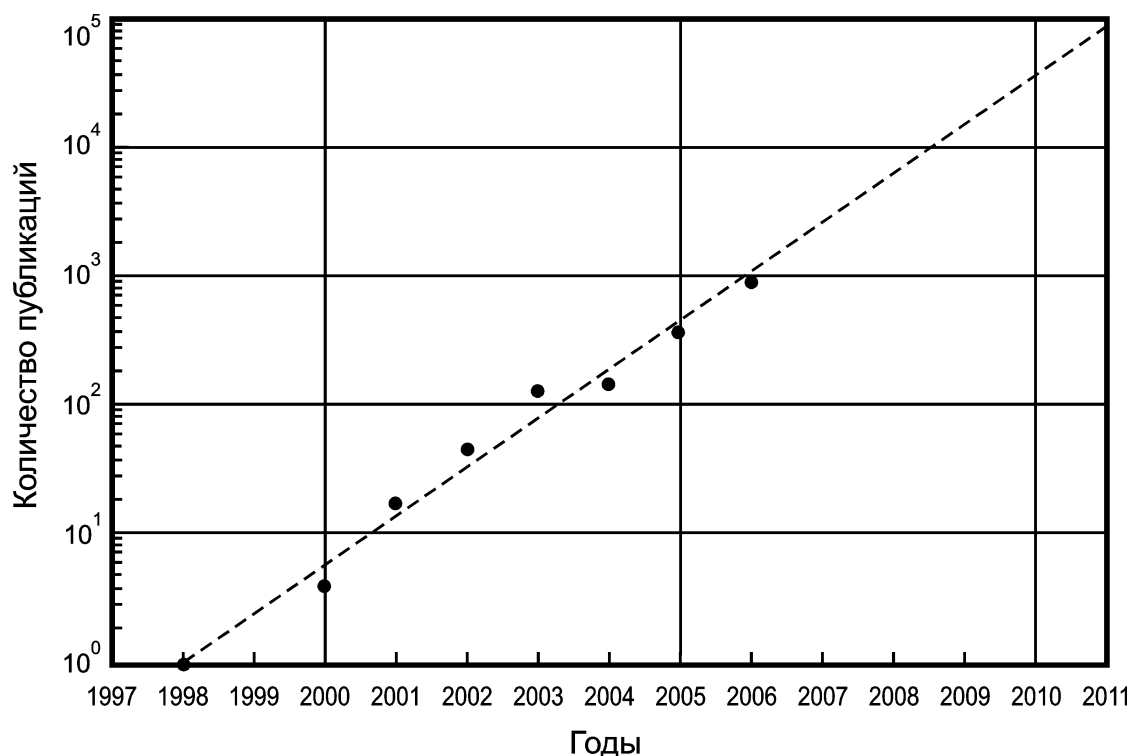


Рис. В.2. Рост количества публикаций по материалам с отрицательным преломлением [13]

Тема метаматериалов стала традиционно обсуждаться на конференциях, организуемых научными обществами OSA, SPIE, IEEE, MRS. Проводятся международные конгрессы по метаматериалам. Последний (The 5th Int. Cong. on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics – Metamaterials-2011) состоялся в 2011 г. в Барселоне с участием около 400 человек и был организован институтом “Virtual Institute for Artificial Electromagnetic Materials and Metamaterials – Metamorphose VI”. Конгрессы традиционно сопровождаются European Doctoral School on Metamaterials для молодых учёных.

В России и в Украине, а ранее в СССР, работы проводились и проводятся в основном в направлении метаматериалов микроволнового (СВЧ) диапазона [1]. Исследования в области метаматериалов оптического диапазона пока находятся в

начальной стадии [15], но эта тематика привлекает всё большее внимание в наших странах, она постоянно обсуждается на профильных конференциях, см., например, [16,17]. В связи с этим, авторы считают целесообразным публикацию данной книги, в которой системно рассматриваются различные вопросы, касающиеся электромагнитных метаматериалов – это должно способствовать развитию новой области науки и техники. Основное внимание уделено дискретно-структурированным метаматериалам с резонансной реакцией, способных работать в СВЧ и оптическом диапазоне волн, в том числе некоторым перспективным методам реализации 3D фотонных метаматериалов и их применениям.

Из-за ограничения объёма и характера представленного материала авторы рассматривают данную книгу как введение в физику и технологию метаматериалов с отрицательным показателем преломления для электромагнитных волн СВЧ и оптического диапазона.

Книга предназначена в первую очередь для студентов и аспирантов, специализирующихся в области нанофотоники и техники СВЧ, а также для молодых специалистов, научных и инженерно-технических работников.

Данная работа была выполнена при активной помощи сотрудников ФГУП “Научно-исследовательский институт “Полюс” им. М.Ф. Стельмаха” (г. Москва) и Национального Технического университета Украины “Киевский политехнический институт”, которым авторы выражают свою благодарность. Авторы также выражают благодарность редактору профессору Г.М. Звереву, рецензентам – профессору Е.Д. Белявскому и доктору наук И.П. Шамраю за полезные советы и замечания.

В.1 Немного о терминологии

Термин “метаматериал” – относительно новый, поэтому тем, кто впервые встречается с ним, наверняка интересно знать его происхождение, смысловое значение и область применения. По-видимому, он был предложен в конце 90-тых годов прошлого века Р.М. Вальсером (Rodger M. Walser, University of Texas at Austin, USA), который занимался электронным материаловедением и является изобретателем нескольких новых материалов и приборов для микроэлектроники, микроволновой техники и оптики [18,19].

С грамматической точки зрения данный термин можно трактовать следующим образом. Приставка “мета” (μετα) переводится с греческого как “после, за, через, сверх, выше, над” и в сложных словах обозначает перемену, переход в более сложное, более высокое состояние. Поэтому термин “метаматериал” указывает на преобразование обычного однородного исходного материала в более сложный искусственный “сверхматериал” в результате некоторого технологического процесса, в частности, путём его сборки из миниатюрных модулей, ячеек, наночастиц или нанокластеров.

У метаматериалов новые свойства являются скорее следствием их структуры, а не свойств исходных природных материалов. Поэтому понятие “метаматериал” также указывает на обладание свойствами (например, сильной пространственной дисперсией, противонаправленностью фазовой и групповой скоростей и отрицательным преломлением волн), недоступными для исходных материалов, из которых создан метаматериал, либо на то, что свойства метаматериала (например, многофункциональность) превосходят свойства обычного материала. Другими словами, необычные свойства – “сверхсвойства” метаматериалов находятся *за пределами* (на английском языке – *beyond the limitations*) для обычных материалов.

Определение этого термина постоянно уточняется (см., например, дискуссию в [20]). Сам Р.М. Вальсер определил метаматериал как искусственный композит, недоступный в природе и имеющий трёхмерную периодическую клеточную

(сотовую) архитектуру из малоразмерных метачастиц для получения оптимальной комбинации *двух или более реакций* на определённое возбуждение, а также имеющий свойства за *пределами* для обычных композитов [18].

Определение метаматериалов, приведенное в интернет-энциклопедии Wikipedia [21], близко к предыдущему.

Сообщество учёных, занимающееся метаматериалами в рамках европейской программы “European Network of Excellence “METAMORPHOSE” on Metamaterials” [22], определяет электромагнитные метаматериалы как искусственные электромагнитные (мульти)функциональные материалы, сконструированные для удовлетворения заранее заданных требований. Их сверхсвойства по сравнению с теми, которые можно найти в природе, часто упоминаются совместно со словом “метаматериал”. Эти новые свойства проявляются вследствие специфического взаимодействия с электромагнитными полями или в результате внешнего электрического управления.

В США, в программе работ по метаматериалам “DARPA Technology Thrust program on metamaterials” [23] они определяются как новый класс упорядоченных нанокompозитов, обладающих исключительными свойствами, не без труда наблюдаемыми в природе. Эти свойства возникают из-за качественно новых реакционных функций (*или на простом языке – реакций*), которые: а) не наблюдаются у исходных материалов, б) являются следствием введения внешних малоразмерных искусственно изготовленных неоднородностей.

Очевидно, что по мере разработки новых электромагнитных метаматериалов, определение понятия “метаматериал” будет более конкретизироваться, но должно оставаться следующее:

- свойства метаматериалов не наблюдаются у исходных составляющих материалов,
- они не наблюдаются в природе.

В соответствии с первым условием метаматериал является двухуровневым материалом: на 1-м уровне находятся исходные составляющие материалы со своими свойствами; на 2-м уровне метаматериал в целом со своими новыми свойствами. Замечание относительно второго условия: надо понимать разницу между

любым искусственным материалом (например, синтетическим полимером или металлическим сплавом) и метаматериалом. И здесь нужно снова отметить, что в последнее время появились сведения об открытии таких материалов в живой природе (в глазных тканях некоторых морских животных), поэтому второе условие не является абсолютно строгим.

Для указания на то, за счёт чего метаматериал приобретает новые свойства реакции на внешнее воздействие, в его определение могут вводить ссылку на структуру и размеры. Например, таким образом как в [24]: метаматериалы – это искусственные периодические структуры с постоянными решётки намного меньшими длины волны падающего излучения. Или указывают на то, что размеры метаатомов (модулей, наночастиц) меньше длины волны излучения, взаимодействующего с ними. Или имеется такая версия: метаматериалы – это периодические металлические структуры, которые обладают способностью имитировать однородный материал, свойства которого отсутствуют у природных материалов. Здесь подчёркивается требование однородности материала в макромасштабе – масштабе длины волны.

В [25] предлагается относить к метаматериалам среды, состоящие из резонансных элементов, в которых имеет место отрицательное преломление распространяющихся волн.

Для упрощения трактовки понятия “метаматериал” часто под метаматериалом подразумевают просто материал с отрицательной рефракцией, употребляя аббревиатуру “NIM” (*Negative Index Materials*). Но очевидно, что такой подход сужает сферу применения данного понятия. Ведь, метаматериал может обладать и другими свойствами, не наблюдаемыми у исходных материалов. Например, метаматериал может реагировать на магнитное поле света, но не обладать отрицательной рефракцией.

В последнее время наблюдается тенденция расширения базы применения определения “метаматериалы”, в частности, к ним часто относят электромагнитные и фотонные кристаллы, “сверхсвойства” которых обусловлены главным образом особенностями структуры с параметрами порядка длины волны.

1 ИСТОРИЯ И НАУЧНЫЕ ПРЕДПОСЫЛКИ СОЗДАНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛОВ

Всю историю электромагнитных метаматериалов, включая фотонные, можно разделить на три периода.

Первый период (*от начала до шестидесятых годов XX века*) – это предыстория метаматериалов; в этот период обсуждали допустимость и доказывали возможность противонаправленности фазовой и групповой скоростей распространяющихся колебаний, отрицательных значений диэлектрической и магнитной проницаемостей вещества, предсказывали отрицательное преломление света и связанные с ним новые эффекты. В качестве примера публикаций этого периода приведём [2,26]. Данный период происходил на фоне интенсивного развития физики электромагнитных волн, электродинамики сплошных и плазменных сред, оптики, кристаллооптики и физики в целом [27-30]. Здесь следует отметить важность начала развития электродинамики композитных сред с различными включениями – искусственных диэлектриков и магнетиков [31], а также важное значение работ по изучению эффектов пространственной дисперсии, которая характерна для сред с отрицательной рефракцией [32-33]. Всё это создало научные предпосылки для получения в будущем метаматериалов и способствовало развитию их теории.

Во втором периоде (*вторая половина XX века*) появились экспериментальные образцы, подтвердившие реальность получения того, что сейчас называют метаматериалами; *в девяностые годы* создаются и исследуются электромагнитные композитные материалы с резонансными включениями микроволнового (гигагерцевого) диапазона [1].

Третий период (*XXI век*) – период научно-технологического прогресса в этой области, во время которого последовательно освоили гигагерцевый и терагерцевый диапазоны и осуществили прорыв в диапазон видимого света [3-7,34,35]. Развивается

теория метаматериалов [36-38]. Интенсивно развиваются нанофотоника и наноплазмоника, использующие различные виды метаматериалов [39-41].

Много исследователей работало, и продолжают работать над решением проблемы получения электромагнитных метаматериалов, но отдельные учёные и научные коллективы оставили очень заметный след в истории этого направления, выдвинув оригинальные идеи или получив основополагающие результаты. История создания метаматериалов обсуждалась во многих публикациях, см. например, [1,5,6,20,33,42-44]. Полагая, что исторический аспект интересен многим читателям, рассмотрим его более основательно.

1.1 Предыстория электромагнитных метаматериалов

Проф. В.Г. Веселаго с соавторами составили схему, иллюстрирующую предысторию метаматериалов с отрицательным показателем преломления [42]. Схема приведена на рис. 1.1; она отображает вклад отдельных учёных и даты первых публикаций.

Г. Лэмб (H. Lamb) в своей статье в 1904 г. [45] первым предположил на примере линейных механических систем существование обратных волн (волн, у которых фаза движется в противоположном направлении относительно направления потока энергии, т.е. групповой скорости согласно современной трактовке). А. Шустер (A. Schuster) в своей книге [46] первым обсуждал вопрос об обратных электромагнитных волнах в оптике, ссылаясь при этом на работу Г. Лэмба, и их возможной роли в оптической рефракции. Г. Поклингтон (H.C. Pocklington) также, как и Лэмб, анализировал ситуацию с обратными волнами в линейной механической системе [47]. Примером такой системы могут быть подвешенные нагруженные цепи.

Через 40 лет Л.И. Мандельштам в своих знаменитых лекциях [26], которые он читал в МГУ, дал детальный анализ явлению отрицательного преломления на границе раздела двух сред, в одной из которых могут распространяться волны с групповой скоростью, противоположной направлению распространения фазы волны.

Ниже мы процитируем отрывок из одной из этих лекций, учитывая её важное методическое значение для понимания физики метаматериалов. Интересующимся биографией выдающегося московского физика, профессора Л.И. Мандельштама предлагаем прочитать статью [48].

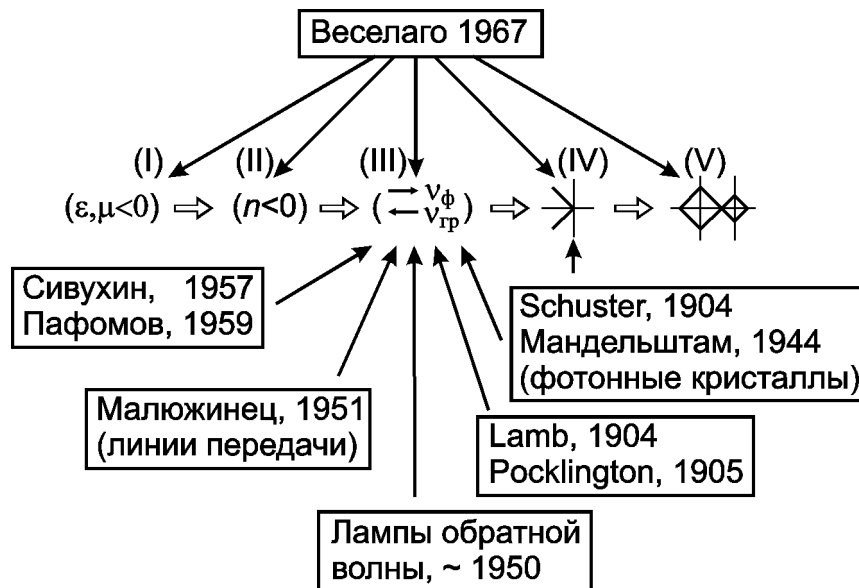


Рис. 1.1. Схема исследований явлений, связанных с отрицательной рефракцией и обратными волнами (адаптировано из [42]). Концепции: I – отрицательных проницаемостей, II – отрицательного показателя преломления, III – антипараллельности (противонаправленности) фазовой (v_{ϕ}) и групповой (v_g) скоростей электромагнитных волн, IV – отрицательной рефракции, V – линзы Веселаго

В пятидесятых годах XX века был создан электровакуумный СВЧ прибор – лампа обратной волны (ЛОВ) [49], которая является одномерным аналогом рассматриваемых систем у которой фазовая скорость противоположна направлению потока энергии. В [50] приведены схемы, очень наглядно показывающие, как формируется обратная волна в ЛОВ. В этой лампе под обратной волной подразумевается волна с фазовой скоростью противоположной направлению распространения энергетического потока (групповой скорости волны). При этом направления фазовой скорости волны и скорости движения электронов одинаковы. В дальнейшем одно- и многомерные

структуры с обратной волной (*backward-wave structures*) интенсивно изучались в связи с созданием периодических замедляющих систем для различных электронных приборов СВЧ.

Г.Д. Малюжинец в своей статье в 1951 г. [51] показал, что подобное явление может также наблюдаться в радиочастотных L-С линиях передач. В дальнейшем были разработаны метаматериалы в виде решёток из линий передач (см., например, [6,38,52] и тематическую подборку статей в [53]).

Тот факт, что одновременно отрицательные величины ϵ и μ приводят к противоположным направлениям энергетического потока (групповой скорости фотонов) и фазовой скорости волны, был впервые отмечен Д.В. Сивухиным в 1957 г. при анализе распространении электромагнитной волны в диспергирующей среде [54]. Он также написал, что среды с $\epsilon < 0$ и $\mu < 0$ не известны, и не ясно, существуют ли они. Конечно, этот вывод относится к моменту выхода статьи из печати.

Влияние знака групповой скорости на эффект Черенкова, переходное излучение и “обращённый” эффект Допплера рассматривался В.Е. Пафомовым [55] и другими [56].

Систематический анализ подобных явлений на основе учёта пространственной дисперсии представлен в известной монографии В.М. Аграновича и В.Л. Гинзбурга [32], 1-е издание которой вышло в 1965 г. Связь отрицательного преломления света с отрицательной групповой скоростью волн в одной из сред и пространственной дисперсией детально обсуждена и в более поздней работе [33]. В.М. Агранович указал на то, что подход, основанный на учёте пространственной дисперсии, является более общим, чем подход с использованием отрицательных проницаемостей, первый включает второй как частный случай [33].

К предыстории метаматериалов можно отнести работы, посвящённые получению и изучению так называемых искусственных диэлектриков из недиэлектрических материалов (металлов), искусственных магнетиков из немагнитных материалов и искусственной “плазменной” среды из металлических элементов. Рассмотрим ретроспективно эти материалы.

Искусственные диэлектрики

По сути дела термином “искусственные диэлектрики” пользовались долгое время для обозначения метаматериалов с электрической реакцией, поскольку структурные особенности искусственных диэлектриков очень напоминают особенности тех материальных композиций, которые сейчас называют метаматериалами.

С начала XX-го века обсуждалась и реализовывалась экспериментально идея моделирования явления прохождения электромагнитного излучения (света и рентгеновских лучей) через диэлектрический кристалл путём замены кристалла пространственной решёткой из металлических элементов, выбирая при этом параметры решётки и длину волны излучения λ на основе принципов подобия, т.е. расстояние между элементами и размер элементов должны быть малыми по сравнению с λ . Металлические элементы рассматривались в качестве физической модели молекул кристалла. Эта концепция, по-видимому, впервые была высказана лордом Рэйли (Lord Rayleigh) ещё в конце XIX века в его пионерской работе [57], в которой он рассматривал решётку из маленьких частиц-рассеивателей (моделирующих молекулы) с периодом значительно меньшим длины волны излучения. Такую решётку можно считать аналогом сплошной среды.

Известны эксперименты, проведённые в начале 20-тых годов прошлого века Н.А. Капцовым (в дальнейшем – профессором МГУ) по рассеиванию сантиметровых волн на периодической пространственной решётке из отрезков медных стерженьков, которые подтвердили аналогию процессов в естественных кристаллах и искусственных диэлектриках [58]. Из опытов Н.А. Капцова вытекают два важных требования для получения эффекта искусственных диэлектриков из металлических элементов: расстояние между элементами в решётке и размер элементов должны быть меньше длины волны. Эти требования являются характерными для метаматериалов. Исследование фокусирующих устройств из искусственного диэлектрика

выполнял в 30-тых годах известный советский инженер-физик М.А. Бонч-Бруевич.

В 1948 г. В. Кок (W.E. Kock) из лаборатории Bell, США, предложил способ облегчения микроволновой (СВЧ) линзы путём её изготовления не из тяжёлого диэлектрического материала с высоким показателем преломления, а из композиционного материала, состоящего из малых металлических шариков – включений, распределённых в лёгкой диэлектрической матрице [59]. Эти шарики (по замыслу автора) должны воспроизводить процессы в молекулах обычных диэлектриков, а их расположение в пространстве в виде трёхмерной (3D) решётки должно моделировать кристаллическую решётку диэлектрического материала. Новая линза предназначена для работы на радиочастотах, на которых длина волны так же соотносится с геометрическими параметрами композита, как длина волны света с постоянной кристаллической решётки обычного диэлектрика. Свободные электроны в металлических шариках перемещаются под действием электрического поля электромагнитной волны, и возникают осциллирующие диполи, аналогичные осциллирующим молекулярным диполям в обычных диэлектриках.

Затем эта концепция развивалась М. Харадли и В. Джексоном (M.M.Z. Kharadly, W. Jackson) [60], которые рассчитали эффективную диэлектрическую проницаемость искусственных диэлектриков, составленных из металлических частиц – эллипсоидов, дисков, стержней, в предположении, что длина волны достаточно большая. Это условие практически всегда выполняется в искусственных диэлектриках для микроволновых линзовых антенн.

В монографии С.А. Щелкунова и Г.Т. Фрииса [31] приведён обзор работ зарубежных учёных по искусственным диэлектрикам, опубликованным в конце 40-х годов прошлого столетия, а при переводе книги на русский язык в неё были добавлены ссылки и на работы советских учёных. В [31] систематизированы расчётные формулы для различных конфигураций искусственных диэлектриков и даны практические рекомендации по их использованию, эти формулы и рекомендации не потеряли своего значения до сего времени.

В 50-60-е годы продолжалось изучение искусственных диэлектриков, составленных из периодически расположенных в пространстве металлических проволочек, стержней, сеток и лент (металлических полос)*. В. Ротман (W. Rotman) [61] и К. Голден (K.E. Golden) [62] показали, что с помощью “стержневых” и “проволочных” диэлектриков можно моделировать плазменную среду, а Дж. Браун (J. Brown) [63] определил, что их показатель преломления может быть меньше единицы. В [62] приведены ссылки и на другие работы по искусственным диэлектрикам, выполненным за рубежом в 50-е годы.

Выполнялись исследования и в СССР (см., в частности, работы [64-66]). В 60-70-х годах (и позже) публиковал свои работы Р.А Силин; они были посвящены исследованию сред с отрицательными дисперсией и преломлением – искусственных диэлектриков для СВЧ диапазона, выполненных в виде периодических систем из проводящих и диэлектрических элементов [67], и линзы, выполненной в виде плоскопараллельной пластины [68]. При построении теории этих сред использовались концепции поверхности волновых векторов или изочастот и групповой скорости, направленной перпендикулярно соответствующей изочастоте. При анализе искусственных диэлектриков Р.А Силин применил оптический подход и рассматривал их оптические свойства, хотя эти “диэлектрики” пока ещё работали в микроволновом диапазоне, а не в оптическом. В своих публикациях [69] он сравнил волноводные свойства замедляющих систем и кристаллов и привёл диаграмму, иллюстрирующую “отрицательное” преломление в периодической среде, полностью соответствующую современным взглядам на среды с отрицательным показателем преломления (т.е. его диаграмма для среды с отрицательной дисперсией полностью соответствовала диаграммам на рис. В.1 во Введении и рисункам в [2,26]). В [70] указаны работы Р.А Силина конца 90-х и начала 2000-х.

* В литературе искусственные диэлектрики на основе проволочек, стержней и сеток часто называют “проволочными” (“wire medium”), “стержневыми” (“rodged medium”) и “сеточными” (“mesh medium” или “grid medium”) средами, соответственно.

Всё это время развивались теория и методы расчёта искусственных диэлектрических сред. К вышеупомянутой литературе добавим обзоры работ из [66,67]. В [44] приведён краткий обзор теорий для решёток с разной плотностью упаковки. В случае достаточно редких решёток, т.е. таких, у которых период больше максимального размера частиц, по крайней мере, в 1,5 раза, хорошо работает квазистатическая теория искусственных диэлектриков. Теория более плотно упакованных решёток значительно сложнее в математическом отношении. Потери в металлических включениях таких решёток возрастают настолько, что искусственные диэлектрики на их основе уже не пригодны для линзовых антенн, но годятся для изготовления поглотителей электромагнитной энергии.

Для интересующихся вопросами применения искусственных диэлектриков в виде периодических металлических решёток в антенной СВЧ технике и обзорами литературы по этой теме в период до 70-х годов включительно рекомендуем книги [31,71]. Исследования в более поздний период – весьма многочисленны, см., например, [36,72], но их анализ не входит в нашу задачу.

Искусственные диэлектрики не должны обязательно иметь регулярную решётку – они могут представлять собой композит из случайно распределённых в матрице частиц-включений, и в этом случае они могут обладать необычными интересными свойствами. Когда концентрация частиц превосходит так называемый порог перколяции (тогда частицы касаются друг друга непосредственно или имеют сильную ёмкостную связь), начинает протекать ток на довольно низких частотах через композитный материал, и он превращается в искусственный проводник с некоторой комплексной проводимостью (термин *перколяция* означает *протекание*, в данном случае *протекание тока* через среду с включениями) [36,73,74]. Проводимостью перколяционных материалов можно управлять конструктивно и с помощью внешнего магнитного или электрического поля. Такие материалы используются в различных электрических устройствах, а также в технологии Стэлс (от *Stealthy* (англ.) – *скрытый*) [74,75].

Искусственные магнетики

С.А. Щелкунов (S. Schelkunoff, родился в России) с соавтором [31], рассматривая поведение искусственной диэлектрической среды, писали, что введение в них металлических частиц (например, шариков) приводит к снижению её магнитной проницаемости μ и волнового сопротивления ρ относительно волнового сопротивления свободного пространства ρ_0 . Последнее происходит из-за снижения μ и повышения диэлектрической проницаемости ϵ :

$$\rho = \left(\frac{\mu}{\epsilon} \right)^{1/2} = \rho_0 \left(1 + \frac{N\chi_m}{\mu_0} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{N\chi_e}{\epsilon_0} \right)^{-1/2},$$

где χ_m и χ_e – магнитная и электрическая восприимчивости, соответственно, μ_0 и ϵ_0 относятся к свободному пространству, N – плотность заполнения среды частицами. Отличие ρ от ρ_0 приводит к нежелательному повышению коэффициента отражения электромагнитного излучения от диэлектрической среды, а противоположные изменения μ и ϵ при введении в среду металлических частиц уменьшают эффект управления показателем преломления среды. Поэтому желательно увеличить магнитную проницаемость среды.



Рис. 1.2. Конфигурации одновитковых колебательных контуров для введения в среду с повышенной магнитной проницаемостью. Адаптировано из [31]

Для этого было предложено вводить в среду миниатюрные колебательные контуры в виде незамкнутого витка с ёмкостью [31], условно изображённого на рис. 1.2а. Ток, наведённый в витке в направлении против часовой стрелки, определяется

выражением
$$I = \frac{-j\omega\mu_0 H_0 S}{j\omega L + (1/j\omega C)} = \frac{\omega^2\mu_0 CSH_0}{1 - \omega^2 LC},$$
 где H_0 – приложенное магнитное поле, S – площадь витка. Величина магнитной восприимчивости равна $\chi_m^0 = \frac{\omega^2\mu_0^2 CS^2}{1 - \omega^2 LC}$ и

определяется геометрическими параметрами контура через C , L и S . Ёмкость может быть образована самим витком (см. рис. 1.2б), если он имеет размеры, близкие к резонансным. Особенностью контуров, составленных из незамкнутых витков или петель, являются сильно выраженные резонансные свойства. Эта особенность характерна и для композиционных материалов (искусственных магнетиков) с подобными включениями.

Таким образом, уже в 40-50-е годы был предложен способ получения искусственных магнетиков из немагнитных материалов.

Колебательные контуры из одного объёмного разрезанного витка нашли применение в электронных приборах СВЧ в виде резонаторов “щель-отверстие”, например, выполняемых в анодном блоке многорезонаторного магнетрона (Рис. 1.3а.) [49 (Лебедев И.В.)]. Здесь внутренняя поверхность отверстия является витком (индуктивностью L), внутренняя поверхности щели (разреза) – ёмкостью (C).

Протяжённый разрезанный виток (точнее, трубка с разрезами вдоль оси) нашёл применение в качестве резонатора в датчиках для исследования ядерного магнитного резонанса; в [76] две части трубки представляют собой полосковую линию с вогнутыми краями. В другой модификации [77] датчик представляет собой резонатор типа разрезанного кольца (точнее сказать, короткой трубки с разрезом вдоль оси). Схематическая конструкция этого резонатора представлена на рис. 1.3б; здесь ёмкость можно регулировать изменением площади поверхности разреза (толщины стенок трубки w около него) или ширины разреза t . Ёмкость можно увеличивать, присоединяя дополнительные поверхности к разрезу. Рассматривая резонатор как одновитковую катушку неограниченной длины, шунтированную плоским конденсатором с шириной w и зазором t , получаем формулу для

определения резонансной частоты $\omega_0 = (t/\pi w)^{1/2}(c/r_0)$, где c – скорость света, r_0 – внутренний радиус витка (трубки).

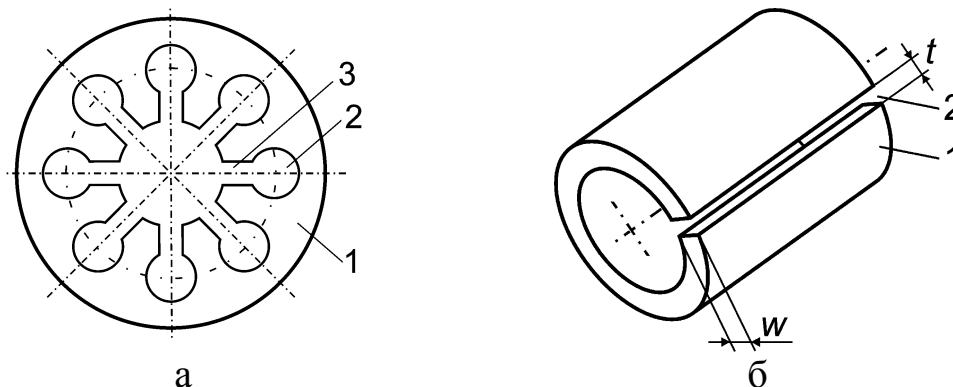


Рис. 1.3. Колебательные системы на основе одного витка (кольца) с разрезом: а – анодный блок многорезонаторного магнетрона для генерации СВЧ колебаний (1 – цилиндрическое тело блока, 2 – отверстие-“виток” отдельного резонатора, 3 – щель/разрез); б – резонатор типа разрезанного кольца или трубки (1 – трубчатое кольцо-виток, 2 – разрез)

В дальнейшем на базе колебательных контуров в виде разрезанного витка были созданы микро- и нанорезонаторы для электромагнитных метаматериалов (см. последующие разделы).

Отметим, что среды с электромагнитными реакциями, вызванными наличием кольцевых проводников с разрывами, часто встречаются в природе. Например, такие структуры могут образовываться в мокром снегу, приводящие к диамагнетизму [38 (р. 1-4)].

Искусственная “плазменная” среда

Прежде чем рассматривать искусственную “плазменную” среду, приведём некоторые формулировки для естественной природной плазмы [29,30]. На элементарном уровне под плазмой понимают среду, состоящую из подвижных заряженных и нейтральных частиц. Концентрации заряженных частиц достаточно велики и приблизительно равны друг другу для частиц разного знака. Различают плазму газовую (газового

разряда) и твёрдого тела (электронную плазму металлов и электронно-дырочную плазму полупроводников), а также плазму ионосферы Земли, космическую и т.д.

Из-за наличия дальнедействующих электрических сил между частицами плазма ведёт себя как система связанных колеблющихся осцилляторов. Если какой-либо электрон смещается под действием некоторого фактора, то сразу возникает электрическая сила, возвращающая его обратно, и он начинает колебаться около равновесного положения как маятник с частотой близкой к ω_p , которую называют плазменной:

$$\omega_p = \left(e^2 n_e / \epsilon_0 m_e \right)^{1/2}, \quad \omega_p [\text{рад/с}] \approx 5,64 \cdot 10^4 \left(n_e [\text{см}^{-3}] \right)^{1/2},$$

где e , n_e и m_e – заряд, концентрация и масса электронов. Плазменную частоту также называют электронной плазменной или ленгмюровской частотой. Ионы считаются неподвижными из-за своей большой массы.

Диэлектрическая проницаемость плазменной среды $\epsilon_{\text{пл}}$ при отсутствии внешних полей равна

$$\epsilon_{\text{пл}} \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}.$$

Эта формула показывает, что при отсутствии столкновений тока проводимости нет, ток через плазму является чисто поляризационным. Из формулы также видно, что при частоте электромагнитной волны ниже плазменной ($\omega < \omega_p$) диэлектрическая проницаемость становится отрицательной и волна не будет проникать в среду, отражаясь от неё. Электронная концентрация, при которой $\omega = \omega_p$, называется *критической* $n_{e,\text{кр}}$:

$$n_{e,\text{кр}} [\text{см}^{-3}] = 1,24 \cdot 10^4 \left(f_p [\text{МГц}] \right)^2, \quad \text{где } f_p = \omega_p / 2\pi.$$

Учёт потерь энергии электромагнитной волны, вызванных столкновениями электронов с другими частицами, приводит к следующей формуле для диэлектрической проницаемости, которая становится комплексной величиной:

$$\epsilon_{\text{пл}} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\nu\omega} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} + i \frac{\omega_p^2 \nu}{\omega(\omega^2 + \nu^2)}, \quad (1.1)$$

где ν – средняя эффективная частота столкновений электронов.

Теперь обратимся к электронной плазме металлов, для описания свойств которой применяют известную теорию П. Друде (P. Drude), созданную в конце XIX века [78]. Теория представляет металл совокупностью электронов, которые могут свободно перемещаться между неподвижными атомами (ионами) решётки. Отсюда для диэлектрической проницаемости металла $\epsilon_{\text{мет}}$ получаем выражение (1.2), аналогичное (1.1), в котором параметр ν заменяется на Γ – коэффициент затухания, который также можно рассматривать как величину, обратную среднему времени между столкновениями электронов:

$$\epsilon_{\text{мет}} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\Gamma\omega} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \Gamma^2} + i \frac{\omega_p^2 \Gamma}{\omega(\omega^2 + \Gamma^2)} \quad (1.2)$$

Величину Γ можно оценить по формуле $\Gamma = v_F / \bar{l}$, где v_F – скорость Ферми, \bar{l} – средняя длина свободного пробега электронов [5 (р. 20,21)].

Теория Друде упрощённо представляет свойства металлов, т.к. рассматривает только свободные электроны зоны проводимости и не учитывает вклад межзонных переходов связанных электронов, поэтому в правую часть формулы (1.2) следует ввести поправку на эти электроны $\epsilon_{e.\text{св}}$ в виде известной формулы Лорентца (H.A. Lorentz) для диэлектриков [5 (р. 22)]:

$$\epsilon_{\text{мет}} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\Gamma\omega} + \epsilon_{e.\text{св}} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\Gamma\omega} + \left(1 + \frac{\omega_1^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega} \right),$$

где ω_0 – частота колебаний связанных электронов под действием приложенного электрического потенциала, ω_1 и γ определяются концентрацией и затуханием этих электронов, соответственно.

Из вышеприведённых выражений вытекает, что, изменяя объёмную концентрацию электронов в среде, мы можем управлять величиной диэлектрической проницаемости среды и даже делать её отрицательной.

В. Ротман (W. Rotman) системно исследовал искусственную плазменную среду в виде “стержневой” среды (“rodged medium”), составленную из 1D, 2D и 3D металлических стержневых решёток и опубликовал в 1962 г. на эту тему статью [61]. На рис. 1.4 приведены все три варианта решёток. Ясно, что среды могут быть составлены не только из стержней, но и металлических проволочек; в таком случае их можно назвать “проволочными средами” (“wire grid medium”).

Среда, представленная на рис. 1.4а, реагирует на волну с электрической поляризацией вдоль оси y , т.е. вдоль стержней. Соответственно, среда, представленная на рис. 1.4б, реагирует на волну с электрической поляризацией в плоскости y - z , а среда на рис. 1.4в реагирует на волну с любой электрической поляризацией.

Моделировал плазму решёткой из скрещённых проволочек и К. Гольден (K.E. Golden) [62]. В [61] и [62] было показано, что стержневые решётки довольно точно моделируют двумерные плазменные структуры.

Подобные проволочные и стержневые решётки применялись как искусственные диэлектрики с управляемыми параметрами в радиотехнике СВЧ в течение многих десятилетий. Такая среда использовалась для изучения распространения радиоволн через ионосферу, которая обладает отрицательным эффективным значением диэлектрической проницаемости $\epsilon(\omega)$ на частотах ниже плазменной частоты.

В 1979 г. была опубликована работа [79] с сообщением о производстве проволочной решётки, эффективная диэлектрическая проницаемость которой перестраивалась с помощью PiN-диодов от положительных до отрицательных значений.

Интерес к проволочным решёткам сильно возрос в 90-е годы после того, как Дж. Пендри (Sir John Pendry) рассмотрел на новом физическом уровне эффекты в этих структурах, в частности, взаимодействие электромагнитной волны с электронами и генерацию плазмонов в тонких металлических проволочках (см. Приложение 2, раздел П2.1). Реализация этих эффектов позволила создать электромагнитные метаматериалы.

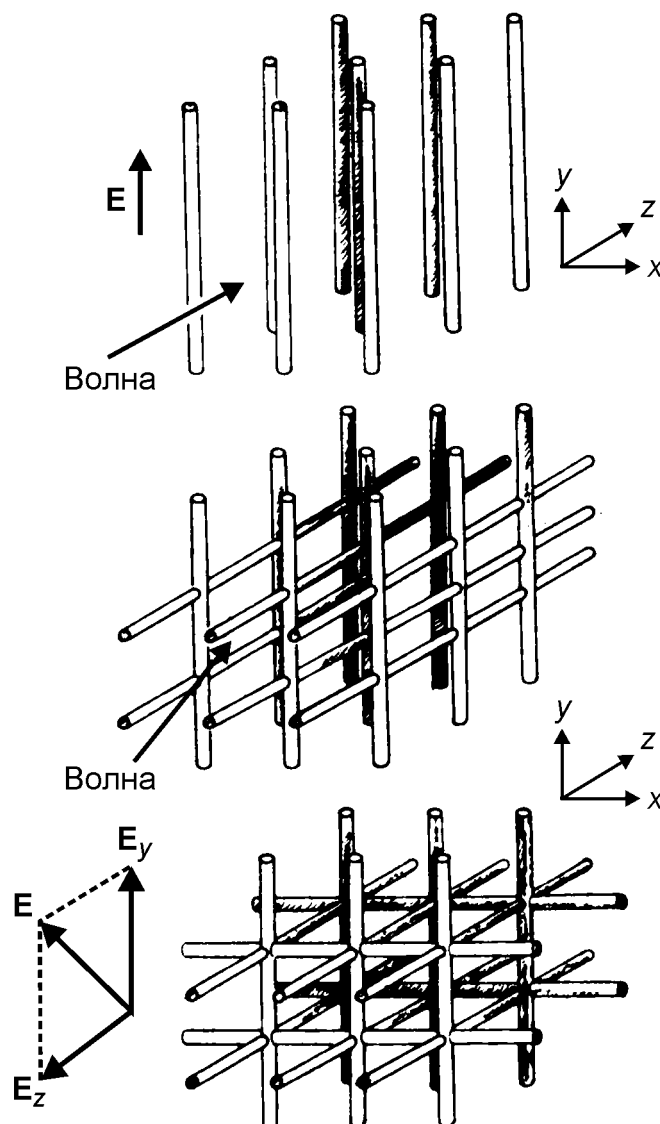


Рис. 1.4. Проволочные решётки (а, б, в – сверху вниз, соответственно), имитирующие плазменную среду [61]

“Правые” и “левые” вещества Веселаго

В 1967 г была опубликована ныне часто цитируемая статья проф. В.Г. Веселаго [2], в которой были рассмотрены вопросы электродинамики сред с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ . Им был сделан логически правильный вывод: если оба параметра среды ϵ и μ – отрицательны, то отрицательным является и показатель преломления n , т.е. в

общем случае $n = \pm\sqrt{\epsilon\mu}$. Он проанализировал широкий круг оптических эффектов в так называемой “левой” среде с отрицательным показателем преломления (см. схему на рис. 1.1), включая аномальное преломление, эффекты Вавилова-Черенкова и Доплера. Была предложена линза с отрицательным преломлением света, названная линзой Веселаго (доработка впоследствии этой идеи Дж. Пендри (J.B. Pendry) привела к концепции “идеальной” линзы (“perfect lens”), лишённой дифракционных искажений [80]). Много лет не было заметной реакции на статью В.Г. Веселаго, т.к. считалось, что в ней рассматриваются вымышленные объекты, отсутствующие в природе, но сейчас на неё ссылаются практически в каждой статье, посвящённой метаматериалам (общее мировое количество ссылок превышает 3000). В последние годы В.Г. Веселаго опубликовал несколько новых интересных работ, развивающих тему электродинамики вещества с отрицательным преломлением [81]. В 2009 г. профессору В.Г. Веселаго исполнилось 80 лет, и в июньском номере журнала УФН за этот год была опубликована его биография. Ниже приведены выдержки из его статьи [2] в качестве методического материала.

1.2 Из лекции проф. Л.И. Мандельштама*

В одной из своих лекций проф. Л.И. Мандельштам проанализировал отрицательное преломление света на плоской границе раздела двух сред и связал его с отрицательной групповой скоростью распространения волн в одной из них.

Вначале он показал, что в диспергирующей среде понятие скорости волны утрачивает однозначность и помимо фазовой скорости $v_{\text{ф}} = \frac{\omega}{k}$, с которой распространяется гармоническая волна на частоте ω (k – волновое число), можно ввести понятие групповой скорости $v_{\text{гр}} = \frac{d\omega}{dk}$, связанное с наличием цуга колебаний и вообще медленно меняющейся амплитуды. При этом

* Из текста лекции [26], прочитанной в 1944 г.

было оговорено, что понятие групповой скорости не пригодно при сильной абсорбции, а спектр волновой группы должен быть достаточно узким.

Затем он показал, что неограниченная синусоидальная волна не переносит энергию, поскольку в произвольном объёме, через который проходит синусоидальная волна, её энергия (точнее, квадрат амплитуды) будет оставаться всё время постоянной. Он сказал: “Изменение количества электромагнитной энергии в каком-то объёме среды можно констатировать лишь тогда, когда мы имеем *ограниченную* “синусоиду”, т.е. *цуг* или *группу волн*”. Тогда скорость $v_{гр}$ как раз и будет характеризовать, насколько быстро энергия проходит через поверхность раздела двух сред. Далее он продолжал:

“Пусть все эти условия выполнены, и, следовательно, энергия перемещается с групповой скоростью. Но мы знаем, что групповая скорость может быть отрицательна. Это означает, что группа (и энергия) движется в сторону, противоположную направлению распространения фазы волны. Возможны ли такие случаи в действительности?

В 1904 г. Лэмб придумал некоторые искусственные механические модели одномерных “сред”, в которых групповая скорость может быть отрицательной. Сам он, по-видимому, не считал, что приведённые им примеры могут иметь физические применения. Но, как оказывается, существуют и вполне реальные среды, в которых для некоторых областей частот фазовая и групповая скорости действительно направлены навстречу друг другу. Это получается в так называемых “оптических” ветвях акустического спектра кристаллической решётки, рассмотренных М. Борном. Возможность подобного явления позволяет с несколько иной точки зрения подойти и к таким, казалось бы, хорошо известным вещам, как отражение и преломление плоской волны на плоскости раздела между двумя непоглощающими средами. Протекание этого явления, при

разборе которого о групповой скорости обычно вообще не упоминают, существенно зависит от её знака.

Действительно, в чём заключается идея вывода формул Френеля?

Рассматривают плоскую синусоидальную волну, падающую под углом φ на плоскость раздела $y=0$

$$E_{\text{пад}} = e^{i[\omega t - k(x \sin \varphi + y \cos \varphi)]},$$

и наряду с ней ещё две волны – отражённую

$$E_{\text{отр}} = e^{i[\omega t - k(x \sin \varphi' + y \cos \varphi')]}$$

и преломлённую

$$E_{\text{прел}} = e^{i[\omega t - k_1(x \sin \varphi_1 + y \cos \varphi_1)]},$$

(оси координат и углы показаны на рис. 1.5).

На плоскости $y=0$ эти волны должны удовлетворять граничным условиям. Для упругих тел это условие непрерывности напряжений и смещений по обе стороны от границы. В электромагнитной задаче на плоскости раздела должны быть непрерывны тангенциальные составляющие напряжённостей и нормальные составляющие индукций. Легко показать, что с одной только отражённой волной (или только с преломлённой) этим граничным условиям удовлетворить нельзя.

Наоборот, при наличии обеих волн условия всегда могут быть выполнены. Отсюда, между прочим, вовсе не следует, что должны быть только *три* волны, а не больше: граничные условия допускают наличие ещё одной, четвёртой волны, идущей под углом $\pi - \varphi_1$ во второй среде. Обычно молча принимают, что этой волны нет, т.е. постулируют, что во второй среде распространяется только *одна* волна.

Из граничных условий тотчас же следует закон отражения

$$\sin \varphi = \sin \varphi' \text{ или } \varphi = \varphi'$$

и закон преломления

$$k \sin \varphi = k_1 \sin \varphi_1.$$

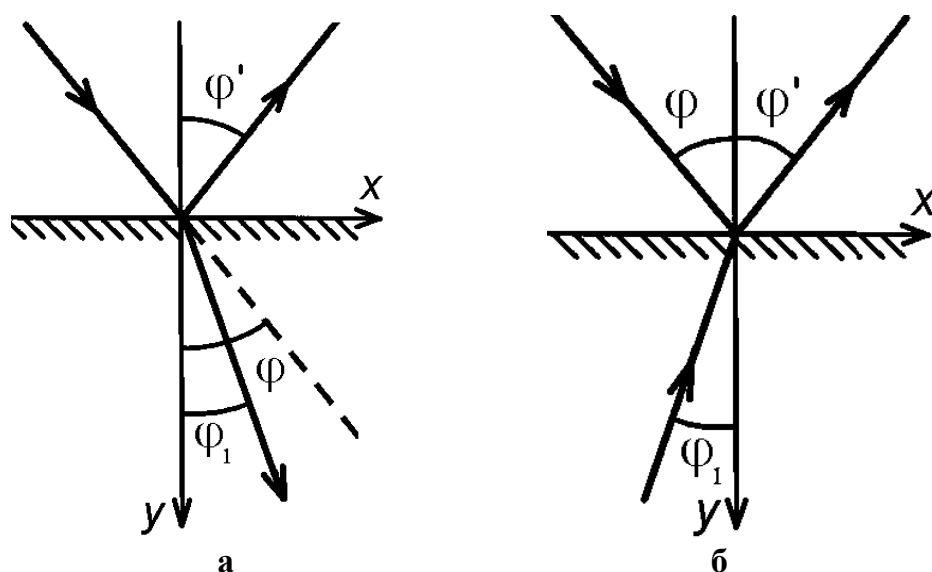


Рис. 1.5. Схема Л.И Мандельштама для распространения волн на границе раздела сред: а – обычный случай преломления вправо, б – случай преломления влево; φ – угол падения, φ_1 – угол преломления, φ' – угол отражения. Стрелки показывают направление волновых векторов (фазовой скорости)

Однако последнее равенство удовлетворяется как при угле φ_1 , так и при угле $\pi - \varphi_1$. Волна во второй среде, соответствующая φ_1 , распространяется по направлению от границы раздела (рис. 1.5а). Волна же, соответствующая $\pi - \varphi_1$, распространяется по направлению к границе раздела (рис. 1.5б). Считается само собой понятным, что второй волны быть не может, так как свет падает из первой среды на вторую, а, значит, во второй среде *энергия* должна оттекать от границы раздела. Но причём здесь энергия? Ведь направление распространения волны определяется её *фазовой* скоростью, энергия же перемещается с *групповой* скоростью. Здесь допускается, таким образом, логический скачок, которого не чувствуют лишь потому, что привыкли к совпадению направлений распространения энергии и фазы. Если такое совпадение имеет место, т.е. если групповая скорость положительна, то тогда все получается правильно. Если же имеем случай отрицательной групповой скорости – случай, как я уже говорил, вполне реальный, – то все меняется. Требуя, по-прежнему, чтобы энергия во второй среде *оттекала* от границы

раздела¹, мы приходим тогда к тому, что фаза должна *набегать* на эту границу и, следовательно, направление распространения преломлённой волны будет составлять с нормалью угол $\pi - \varphi_1$ [как показано на рис. 1.5б]. Как ни непривычно такое построение, но, конечно, ничего удивительного в нём нет, ибо фазовая скорость ещё ничего не говорит о направлении потока энергии”.

1.3 Концепция проф. В.Г. Веселаго для вещества с отрицательным показателем преломления

При изложении концепции проф. В.Г. Веселаго будем исходить из его работы [2]².

В случае изотропного вещества, отсутствии потерь и пространственной дисперсии имеем известное дисперсионное уравнение

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} n^2,$$

где k^2 – квадрат модуля волнового вектора (\mathbf{k}), c – скорость света, n^2 – квадрат показателя преломления вещества, равный

$$n^2 = \epsilon \cdot \mu.$$

В.Г. Веселаго пишет: “Если не учитывать потерь и считать n , ϵ и μ действительными числами, то из этих соотношений видно, что одновременная смена знаков ϵ и μ никак не отражается на этих соотношениях. Такое положение может быть объяснено различными способами. Во-первых, можно признать, что свойства веществ действительно не зависят от одновременной смены знаков ϵ и μ . Во-вторых, может оказаться, что одновременная отрицательность ϵ и μ противоречит каким-либо основным законам природы, и поэтому вещества с $\epsilon < 0$ и $\mu < 0$ не могут существовать. Наконец, следует признать, что вещества

¹ См. диаграмму на рис. В.1 для потоков электромагнитной энергии при преломлении света в метаматериале.

² Обращаем внимание читателей на то, что в статье [2] и разделе 1.3 используется система CGS

с отрицательными ϵ и μ обладают какими-то свойствами, отличными от свойств веществ с положительными ϵ и μ . Как мы увидим в дальнейшем, осуществляется именно этот третий случай”. Далее, исходя из того, что ещё не наблюдались вещества с $\epsilon < 0$ и $\mu < 0$, предлагалось рассмотреть электродинамику таких веществ чисто формально.

Для того чтобы выявить электродинамические закономерности, существенно связанные со знаками ϵ и μ , следует обратиться к тем соотношениям, в которых ϵ и μ выступают раздельно, а не в виде произведения, как в выше-приведённых соотношениях. Такими соотношениями являются прежде всего уравнения Максвелла и материальные уравнения

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}; \quad \operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t};$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}; \quad \mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}.$$

Для плоской монохроматической волны, у которой все величины пропорциональны $e^{i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega t}$ эти уравнения сводятся к

$$[\mathbf{kE}] = \frac{\omega}{c} \mu \mathbf{H}; \quad [\mathbf{kH}] = -\frac{\omega}{c} \epsilon \mathbf{E}.$$

Из этих выражений сразу же видно, что если $\epsilon > 0$ и $\mu > 0$, то \mathbf{E} , \mathbf{H} и \mathbf{k} образуют правую тройку векторов, а если $\epsilon < 0$ и $\mu < 0$, – левую. Если ввести для векторов \mathbf{E} , \mathbf{H} и \mathbf{k} направляющие косинусы и обозначить их через α , β , γ , соответственно, то волна, распространяющаяся в данной среде, будет характеризоваться матрицей

$$G = \begin{bmatrix} \alpha_1 & \alpha_2 & \alpha_3 \\ \beta_1 & \beta_2 & \beta_3 \\ \gamma_1 & \gamma_2 & \gamma_3 \end{bmatrix}.$$

Определитель этой матрицы $p = \det G$ равен $+1$, если тройка векторов \mathbf{E} , \mathbf{H} и \mathbf{k} правая, и -1 , если эта тройка левая. Можно сказать, что p характеризует “правизну” данной среды. Среда является “правой”, если $p = +1$, и “левой”, если $p = -1$.

Поток энергии, переносимой волной, определяется вектором Пойнтинга \mathbf{S} , который равен

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} [\mathbf{E}\mathbf{H}].$$

Вектор \mathbf{S} в соответствии с этим выражением всегда образует с векторами \mathbf{E} и \mathbf{H} правую тройку. Таким образом, для правых веществ \mathbf{S} и \mathbf{k} направлены в одну сторону, а для левых – в разные [55]. Так как вектор \mathbf{k} совпадает по направлению с фазовой скоростью, то ясно, что левые вещества являются веществами с так называемой отрицательной групповой скоростью, которая осуществляется, в частности, в анизотропных веществах или при наличии пространственной дисперсии [32,33]. В дальнейшем будем пользоваться термином “левое вещество” исключительно для краткости, имея в виду, что этот термин эквивалентен термину “вещество с отрицательной групповой скоростью”. Рассмотрим теперь следствия, которые вытекают из того обстоятельства, что в левых веществах фазовая скорость противоположна потоку энергии.

Прежде всего в левых веществах будет наблюдаться **обращённый эффект Доплера** [55,56]. Действительно, пусть, например, приёмник излучения, находящийся в левой среде, движется со скоростью v в сторону покоящегося излучателя, который излучает частоту ω_0 (рис. 1.6). При своём движении приёмник будет догонять точки волны, соответствующие какой-либо определённой фазе, как это изображено на рис. 1.6б. Частота, воспринимаемая приёмником, будет меньше ω_0 , а не больше, как это было бы в обычной (правой) среде. Воспользовавшись величиной $p = \det G$ для данной среды, формулу доплеровского сдвига можно записать в виде

$$\omega = \omega_0 \left(1 + p \frac{v}{u} \right).$$

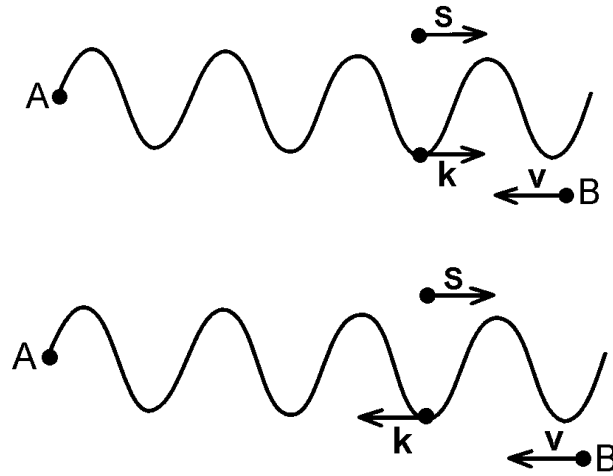


Рис. 1.6. Эффект Доплера в правом (а) и левом (б) веществе. А – источник излучения, В – приёмник

При этом скорость приёмника v считается положительной при приближении к источнику. Скорость потока энергии u считается всегда положительной.

Так же как и эффект Доплера, будет обращён и **эффект Вавилова–Черенкова** [55,56]. Если частица движется в среде со скоростью v по оси z и эта скорость больше скорости света в данной среде, то частица будет излучать в конус по закону $e^{i(k_z z + k_r r - \omega t)}$, причём волновой вектор излучения вдоль оси z будет равен $k_z = k|\cos\Theta|$ и направлен по скорости v (рис. 1.7). Направление радиального волнового вектора k_r будет различным в разных средах, в соответствии с выражением

$$k_r = p \sqrt{k^2 - k_z^2},$$

где $p = \det G$ (см. выше). Такой выбор знака перед корнем всегда будет обеспечивать уход энергии от излучающей частицы на бесконечность. При этом очевидно, что для левых сред вектор k_r будет направлен к траектории частицы, а конус излучения будет направлен назад по отношению к движению частицы. Это соответствует тупому углу Θ между векторами \mathbf{v} и \mathbf{S} . Этот угол для сред любой “правизны” можно определить из выражения

$$\cos\Theta = p \sqrt{\frac{c^2}{v^2 n^2}}.$$

Теперь рассмотрим **преломление луча на границе двух сред с различной “правизной”**.

При переходе луча света из среды 1 в среду 2 граничные условия непрерывности тангенциальных компонент векторов напряжённостей **E**, **H** и нормальных компонент векторов индукций **D**, **B**

$$\begin{aligned} E_{t1} &= E_{t2}; & H_{t1} &= H_{t2}; \\ \varepsilon_1 E_{n1} &= \varepsilon_2 E_{n2}; & \mu_1 H_{n1} &= \mu_2 H_{n2} \end{aligned}$$

должны выполняться вне зависимости от того, имеют ли эти среды одинаковую “правизну” или разную. Из соотношений для тангенциальных компонент напряжённостей следует, что эти компоненты (E_t и H_t) в преломлённом луче сохраняют своё направление независимо от “правизны” обеих сред. Что касается нормальных компонент, то они сохраняют своё направление только тогда, когда “правизна” обеих сред одинакова. Если же “правизна” различна, то эти компоненты меняют знак. Это соответствует тому, что при переходе в среду с другой “правизмой” векторы **E** и **H** не только изменяются по величине из-за различия ε и μ , но ещё и испытывают зеркальное отражение относительно границы раздела двух сред. То же самое происходит и с вектором **k**. Одновременное зеркальное отражение всей тройки векторов как раз и соответствует изменению знака определителя $p = \det G$ в матрице для распространяющейся волны.

Ход преломлённого луча, получающийся в результате такого отражения тройки векторов, изображён на рис. 1.8. Как мы видим, преломлённый луч во второй, левой, среде будет идти симметрично относительно вертикальной оси по сравнению со случаем, когда вторая среда — правая (этот случай показан на рис. 1.8 штриховой линией).

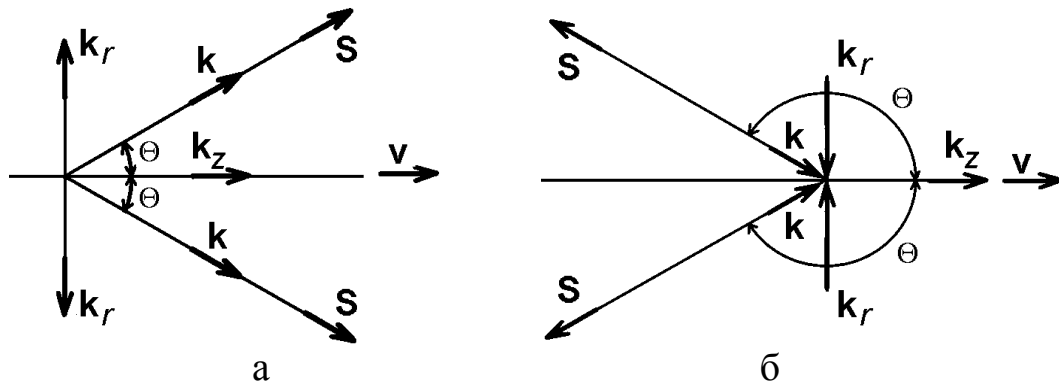


Рис. 1.7. Эффект Вавилова-Черенкова в “правом” (а) и “левом” (б) веществе

Следует заметить, что отражённый луч всегда направлен одинаково, вне зависимости от “правизны” обеих сред. Из рис. 1.8 видно, что обычная формула Снеллиуса (Снеллия)

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \phi} = n_{1,2} = \sqrt{\frac{\epsilon_2 \mu_2}{\epsilon_1 \mu_1}}$$

нуждается в уточнении, если среды 1 и 2 обладают различной “правизной”. Правильная запись этой формулы имеет вид

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \phi} = n_{1,2} = \frac{p_2}{p_1} \sqrt{\frac{\epsilon_2 \mu_2}{\epsilon_1 \mu_1}}.$$

Здесь p_1 и p_2 – “правизна” первой и второй сред, соответственно.

Из последнего выражения ясно, что коэффициент преломления двух сред может быть и отрицательным, если “правизна” этих сред различна. В частности, отрицателен коэффициент преломления левых сред относительно вакуума.

При нахождении амплитуд проходящего и отражённого света обычно пользуются формулами Френеля. В эти формулы входят величины ϵ , μ , n , φ , ϕ . **Чтобы не сделать ошибки, в формулах Френеля следует всегда пользоваться абсолютными значениями этих величин.**

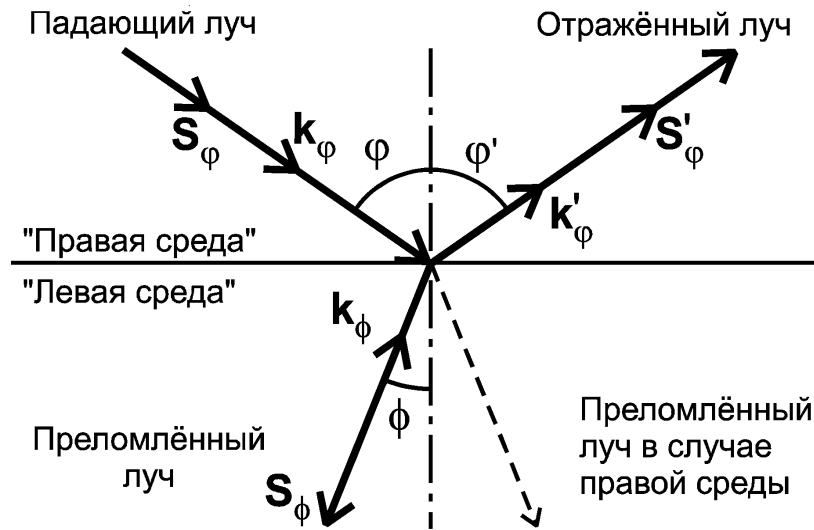


Рис. 1.8. Прохождение луча через границу раздела “правой” и “левой” сред. \mathbf{S}_ϕ , \mathbf{S}'_ϕ , \mathbf{S}_ϕ и \mathbf{k}_ϕ , \mathbf{k}'_ϕ , \mathbf{k}_ϕ – векторы Пойнтинга и волновые векторы для соответствующих лучей. При построении диаграммы принято, что $|n_{\text{нижний}}| > n_{\text{верхний}}$

Интересен случай, когда луч переходит из среды, характеризующейся значениями $\epsilon_1 > 0$, $\mu_1 > 0$, в среду, характеризующуюся величинами $\epsilon_2 = -\epsilon_1$ и $\mu_2 = -\mu_1$. В этом случае луч испытывает преломление на границе двух сред, но отражённый луч отсутствует.

Использование левых веществ позволило бы в принципе создать весьма необычные преломляющие системы. Примером такой системы является простая пластина толщиной d из левого вещества с $n = -1$, находящаяся в вакууме. На рис. 1.9 показано, что такая пластина может фокусировать в точку излучение точечного источника, находящегося на расстоянии $l < d$ от пластины*. Однако это не есть линза в обычном смысле слова, так как она не будет фокусировать в точку пучок лучей, приходящий из бесконечности.

* Мы ещё вернёмся к вопросу о линзе Веселаго при рассмотрении “идеальной” линзы (“*perfect lens*”) Пендри.

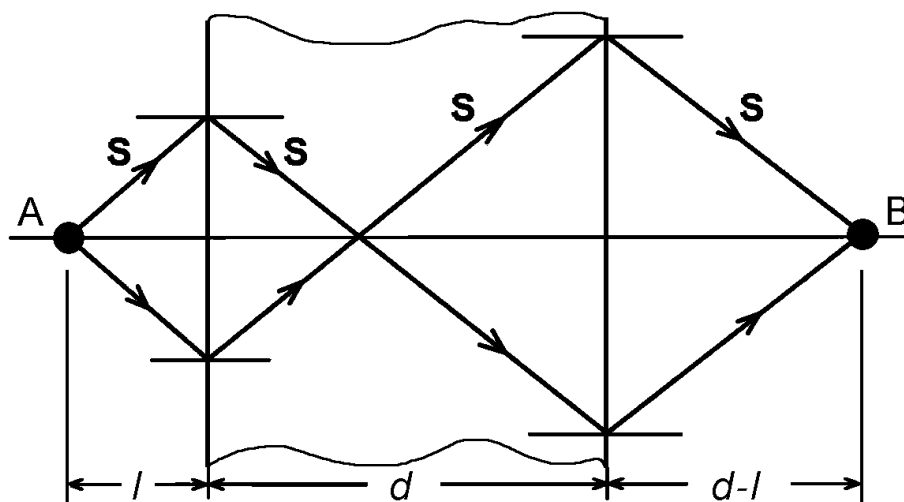


Рис. 1.9. Прохождение луча света через пластину из левого вещества толщиной d . А – источник излучения, В – приёмник

Что касается настоящих линз, то анализ хода лучей через линзы из левого вещества показал, что выпуклая и вогнутая линза “поменялись местами”, так как выпуклая линза стала рассеивающей, а вогнутая – собирающей (см. рисунок на обложке книги).

Монохроматическую волну в левой среде можно рассматривать как поток фотонов, каждый из которых обладает импульсом $\mathbf{p} = \hbar \mathbf{k}$, причём вектор \mathbf{k} направлен к источнику излучения, а не от него, как это имеет место в правой среде. Поэтому луч света, распространяющийся в левой среде, при падении на отражающее тело передаёт ему импульс $\mathbf{p} = 2N\hbar \mathbf{k}$ (N – число падающих фотонов), направленный к источнику излучения. В связи с этим световое давление, характерное для обычных (правых) веществ, в левых веществах заменяется световым притяжением.

Таковы некоторые черты электродинамики левых веществ, описанные проф. В.Г. Веселаго. Он также обсудил вопрос об их физическом осуществлении. Для этого прежде всего рассмотрим, **какие именно значения ϵ и μ могут иметь различные вещества.**

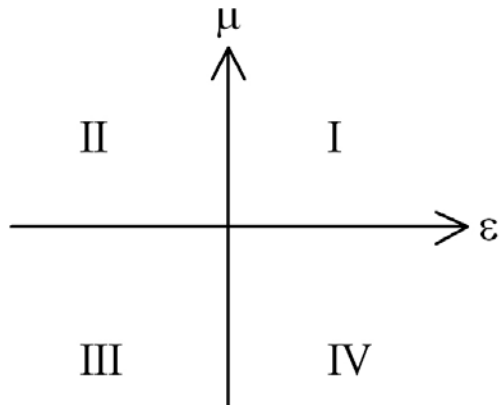


Рис. 1.10. Система координат $\varepsilon - \mu$

На рис. 1.10 изображена система координат, на осях которой откладываются величины ε и μ . Мы попытаемся разместить на ней все известные вещества, ограничившись сначала случаем, когда ε и μ изотропны. Тогда в первом (I) квадранте разместится большинство изотропных диэлектриков, у которых ε и μ положительно. Во втором (II)

квадранте ($\varepsilon < 0$, $\mu > 0$) будет находиться плазма, как газообразная, так и плазма твёрдых тел [29,30]. В плазме без магнитного поля величина ε равна

$$\varepsilon = 1 - \sum \frac{\omega_0^2}{\omega^2},$$

где $\omega_0^2 = \frac{4\pi N e^2}{m}$, N – концентрация носителей, e – их заряд, m – масса, а суммирование происходит по всем типам носителей. Нетрудно видеть, что при малых частотах ε оказывается меньше нуля. При $\varepsilon < 0$, $\mu > 0$ величина $n^2 = \varepsilon\mu$ оказывается отрицательной, что и приводит к отражению волн от такой среды. Это обстоятельство хорошо подтверждается экспериментом, например, в ионосфере. Третий (III) и четвёртый (IV) квадранты на рис. 1.10 не заняты, т.к. в 1967 г. не было известно ни одно изотропное вещество с $\mu < 0$. Далее мы вернёмся к обсуждению подобных диаграмм для классификации материалов, основанной на диэлектрических и магнитных свойствах (эти диаграммы часто обсуждаются в литературе, см. например, [5,6,39,82-84]).

1.4 Корректировка формул для законов оптики при учёте знака показателя преломления

Итак, из концепции проф. В.Г. Веселаго следует, что **изотропные** среды, у которых оба значения ϵ и μ являются отрицательными, обладают отрицательным преломлением или, что то же самое, отрицательным значением n , и у них фазовая и групповая скорости антипараллельны [2,81]. Правильно и обратное утверждение, если **изотропный** материал обладает отрицательным показателем преломления, то он должен быть охарактеризован одновременно отрицательными значениями ϵ и μ , а фазовая и групповая скорости для него будут иметь противоположные направления. При этом подчеркнём, что эти утверждения относятся к **изотропным материалам**, у которых ϵ , μ , n – скалярные величины

Сам эффект противонаправленности фазовой и групповой скорости не является новым, его возможность обсуждалась давно и неоднократно (см. предыдущие разделы данной главы). Его непротиворечивость логике отмечалась и в курсе теоретической физики Ландау и Лившица [28 (с. 398)].

В работе В.Г. Веселаго [81 (УФН-2003)] был поставлен вопрос: в какой мере справедливы законы и ранее написанные формулы электродинамики и оптики в случае $n < 0$? Ведь, уже закон Снеллиуса, как и ряд других явлений, например, эффекты Доплера и Вавилова-Черенкова, имеют необычную реализацию в этом случае. Можно ли рассчитывать на правильный результат при прямой замене $n \rightarrow -n$, как это имеет место в законе преломления? В общем случае ответ на этот вопрос отрицательный.

В самом деле, большинство законов и формул электродинамики и оптики относится к немагнитным материалам с магнитной проницаемостью $\mu = 1$. Применение такого “немагнитного приближения” приводит к тому, что многие формулы, в которые изначально входит μ , при подстановке $\mu = 1$ изменяются и оказываются верными только в этом немагнитном приближении. В [81 (УФН-2003)] выделены три группы законов

(см. табл. 1.1), формулировки которых изменяются при переходе от немагнитного приближения к точным выражениям.

К первой группе относятся закон Снеллиуса и эффекты Доплера и Вавилова-Черенкова. В соответствующих формулах применяемое в немагнитном приближении выражение $n = \sqrt{\epsilon}$ нужно просто заменить на $n = \sqrt{\epsilon\mu}$, причём если ϵ и μ – отрицательны, то перед n тоже должен быть знак “минус”.

Ко второй группе относятся законы отражения и преломления света и, в частности, формулы Френеля. В этих формулах при переходе от немагнитного приближения к точным формулам величину $n = \sqrt{\epsilon}$ следует заменить не на $n = \sqrt{\epsilon\mu}$, а на $\sqrt{\epsilon/\mu} = 1/z$, где z – волновое сопротивление среды $z = \sqrt{\mu/\epsilon}$ [Ом], оно является параметром для среды наряду со скоростью света в ней. Из табл. 1.1 видно, что при отказе от немагнитного приближения существенно меняется условие отсутствия отражения света на плоской границе раздела сред. Это условие состоит не в равенстве показателей преломления $n_1 = n_2$, а в равенстве волновых сопротивлений $z_1 = z_2$. Последнее условие не является неожиданным для радиотехников, которые всегда его выполняют при согласовании импедансов контактирующих друг с другом высокочастотных L-C цепей. Нужно подчеркнуть, что при отрицательных значениях ϵ и μ волновое сопротивление z в отличие от показателя n остаётся положительным.

К третьей группе формул, существенно меняющихся при уходе от немагнитного приближения, относится, в частности, формула для угла Брюстера. Отметим, что точное значение угла Брюстера не меняется при одновременной смене знаков ϵ и μ в одной из сред. При этом необходимо напомнить, что в табл. 1.1 приведена формула для угла Брюстера одной определённой поляризации света. Для другой, перпендикулярной к ней поляризации, формула получается из приведённой в таблице путём замены $\epsilon \rightarrow \mu$ и $\mu \rightarrow \epsilon$ в подкоренном выражении. Таким образом, отражение под углом Брюстера имеет место всегда, при любых значениях проницаемостей, но только для одной из двух возможных поляризаций падающего света.

Таблица 1.1. Корректировка формул для основных законов оптики [81 (УФН-2003)]

Физический закон	Немагнитное приближение	Точная формула
Закон Снеллиуса, эффекты Доплера и Вавилова-Черенкова $n = \sqrt{\epsilon} \rightarrow n = \sqrt{\epsilon\mu}$, если $\epsilon, \mu < 0$, то $n < 0$	$\frac{\sin\varphi}{\sin\phi} = n_{21} = \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}}$	$\frac{\sin\varphi}{\sin\phi} = n_{21} = \sqrt{\frac{\epsilon_2\mu_2}{\epsilon_1\mu_1}}$
Формулы Френеля $n = \sqrt{\epsilon} \rightarrow \frac{1}{z} = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}}$	$r_{\perp} = \frac{n_1 \cos\varphi - n_2 \cos\phi}{n_1 \cos\varphi + n_2 \cos\phi}$	$r_{\perp} = \frac{z_1 \cos\varphi - z_2 \cos\phi}{z_1 \cos\varphi + z_2 \cos\phi}$
Коэффициент отражения при нормальном падении света на границу раздела	$r = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}$	$r = \frac{z_1 - z_2}{z_1 + z_2}$
Условие отсутствия отражения света на границе раздела	$n_1 = n_2$	$z_1 = z_2$
Закон Брюстера	$\tan\varphi = n$	$\tan\varphi = \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \frac{\epsilon_2\mu_1 - \epsilon_1\mu_2}{\epsilon_2\mu_2 - \epsilon_1\mu_1}}$

2 ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРВЫХ ОБРАЗЦОВ МЕТАМАТЕРИАЛОВ ГИГАГЕРЦЕВОГО ДИАПАЗОНА

Итак, к 90-тым годам прошлого века были созданы искусственные структурированные электромагнитные материалы – искусственные диэлектрики и магнетики, свойства которых благодаря особой структуре находились за пределами свойств исходных веществ, что является явным признаком метаматериалов. Поэтому позже после появления термина “метаматериалы” его стали применять к этим материалам, а именно: искусственные диэлектрики сейчас называют электрическими метаматериалами, а искусственные магнетики – магнитными метаматериалами [5].

В 90-тых годах продолжались исследования, нацеленные на создание композитных электромагнитных материалов для гигагерцевого (СВЧ) диапазона с различными видами включений [1]. Данные материалы также пока ещё не называли метаматериалами, хотя они являлись ими по своей сути. Изучение их свойств выявило возможность управления ими с точки зрения воздействия на проводимость, а также на эффективные значения диэлектрической и магнитной проницаемостей. На базе электромагнитных композитов были созданы экранирующие, радиопоглощающие, радиоотражающие и радиофильтрующие материалы и покрытия, а также материалы для электронных радиокомпонентов. Подобные композиты нашли, в частности, применение в технологии Стэлс (от английского слова *Stealthy* – *тайный, скрытый*), чтобы сделать невидимыми для радаров военную технику, самолёты, корабли, и при создании частотно- и поляризационно-селективных поверхностей [74,75].

На рис. 2.1 показаны виды включений, используемых для изготовления новых искусственных материалов. Включения типа “а” в виде провололок и стержней обеспечивают получение электрической реакции с положительными и отрицательными значениями ϵ в

довольно широком диапазоне частот. Включения в виде круговых витков* типа “б-г” позволяют получать резонансную магнитную реакцию с положительными и отрицательными значениями μ , т.е. получать искусственные магнетики. Магнитная реакция возникает за счёт наведения (индукции) переменным магнитным полем в металлических витках круговых токов, которые генерируют магнитное поле, противоположное по направлению к первичному. Включения “д-з” дают одновременно отрицательные значения ϵ и μ . Включение типа “и” – “швейцарский рулет” тоже можно использовать для создания искусственных магнетиков. Для повышения рабочей частоты снижают индуктивность спиралей и переходят к одновитковым включениям типа разрезанных колец, как на рис. 2.1(б-д).

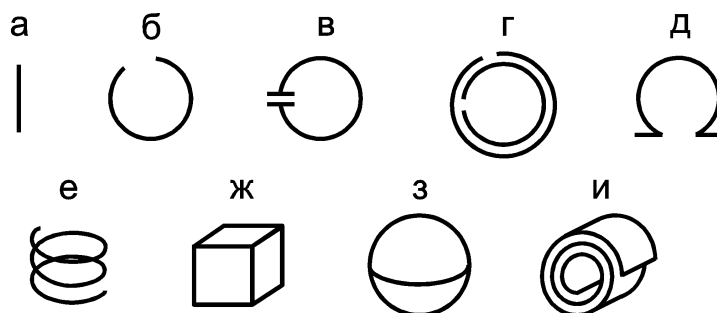


Рис. 2.1. Виды включений, используемых для создания композитных метаматериалов [1]

Некоторые композиты с включениями представляют собой *перколяционные системы* (см. раздел 1.1 – *Искусственные диэлектрики*). В монографии [73] описаны такие композиты с проволочными включениями и было показано, что они обладают глубокими отрицательными минимумами диэлектрической проницаемости. Эти минимумы возникают за счёт возбуждения токовых резонансов в отрезках проволочек – как в диполях.

При частоте, несколько большей резонансной, сдвиг тока по фазе относительно возбуждающего поля может достигать полупериода, что приводит к соответствующему фазовому сдвигу между напряжённостью возбуждающего поля и электрической индукцией композита, и, соответственно, к отрицательному значению действительной части ϵ .

* В англоязычной литературе такие элементы называют “split-ring resonators (SRR)” – резонаторы типа разрезанного кольца.

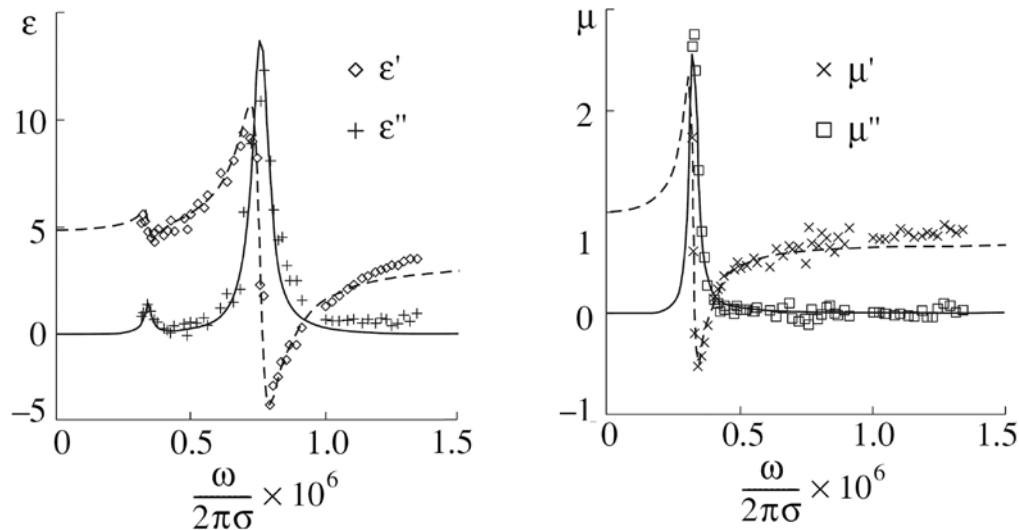


Рис. 2.2. Зависимости диэлектрической и магнитной проницаемостей композита, заполненного проводящими спиралями с проводимостью σ от частоты [1]

В середине 90-х годов в России были изготовлены композиты, содержащие спиральные включения в диэлектрической матрице [1]. Эти композиты обладали отрицательными значениями диэлектрической и магнитной проницаемостей вблизи резонанса и применялись в качестве эффективных поглотителей энергии. На рис. 2.2 приведены экспериментальные зависимости поведения действительных частей ϵ' , μ' и мнимых частей ϵ'' , μ'' диэлектрической и магнитной проницаемостей от частоты гигагерцового диапазона для композита, заполненного соосными спиралями, закрученными в разные стороны. Как видно, зависимости имеют резонансный характер, а на определённых частотах проницаемости имеют отрицательные значения. Экспериментальные результаты хорошо аппроксимируются обобщённой дисперсионной формулой

$$\mu(\omega) = 1 + \sum_k A_k \frac{\beta_k}{\omega_k} \frac{\omega^2}{\omega_k^2 - \omega^2 - i\omega\beta_k},$$

где ω_k – резонансные частоты, β_k и A_k – соответственно полуширины и амплитуды резонансных кривых.

Также был создан композит [1], состоящий из ячеек, каждая из которых содержит спиральки с разным направлением закрутки

и различной ориентацией. Для создания объёмного изотропного метаматериала нужно вводить в ячейку как минимум 8 спиралей.

Таким образом, к 2000 году в России благодаря теоретическим и экспериментальным исследованиям, выполненным, в частности, в Институте теоретической и прикладной электродинамики РАН, имелась полная информация о поведении композитов, заполненных резонансными включениями различной формы [1]. Подобные работы выполнялись и в Украине [85].

Наличие материалов с отрицательными значениями диэлектрической и магнитной проницаемостей ещё не обеспечивает получение материалов с отрицательными значениями показателя преломления. Необходимо, чтобы обе проницаемости были отрицательными одновременно, в одной и той же частотной области, а этого достичь не просто – нужные электрические и магнитные реакции наблюдаются в разных узких частотных диапазонах вблизи острых резонансов. Рис. 2.2 наглядно показывает, как не совпадают частоты, на которых ϵ' и μ' имеют отрицательные значения в одном из композитов.

В конце 90-тых годов были опубликованы работы проф. Дж. Пендри (Sir J. Pendry) с соавторами [11,86,87], в которых рассмотрены искусственный диэлектрик на основе пространственной решётки из тонких проводников и искусственные магнетики на основе решёток из цилиндров и резонаторов типа “кольцо с разрезом”. В этих работах было показано, как можно управлять эффективными проницаемостями ϵ_{eff} и μ_{eff} , добиваясь получения нужных значений. При этом выполнялось обычное требование к размерам структурных элементов: их величина и расстояние между ними должны быть меньше длины волны излучения.

В благородных металлах отрицательное значение $\epsilon_{мет}$ в соответствии с теорией Друде для свободных электронов получается на частотах ниже частоты плазменных колебаний электронов; последняя находится в диапазоне ультрафиолетовых волн (см раздел 1.1 – *Искусственная “плазменная” среда* и выражение (1.2) для $\epsilon_{мет}$). Значение плазменной частоты пропорционально концентрации свободных электронов (в степени $1/2$). Таким образом, реакция металла

на электромагнитное излучение связана с возбуждением резонансных плазменных состояний на поверхности металла – так называемых поверхностных плазмонов и плазмонных резонансов, соответственно [88]. Однако с понижением частоты растёт диссипация плазмонов и эффект пропадает. В [86,87] было предложено заменить сплошной металл на пространственную решётку из тонких металлических проволочек, т.е. создать среду с включениями типа “а” (см. рис. 2.1). Образец такой решётки представлен на рис. 2.3. При замене сплошного металла решёткой из близко расположенных тонких проволочек как бы снижается средняя плотность металлической среды и, соответственно, средняя концентрация свободных электронов в среде, что должно по идее понизить частоту плазменных колебаний свободных электронов и частоту плазмонного резонанса.

В [86,87] было получено аналитическое выражение для плазменной частоты в проволочной решётке:

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi c_0^2}{a^2 \ln(a/r)},$$

где a и r – параметры решётки (см. рис. 2.3), а c_0 – скорость света в свободном пространстве. Теоретический расчёт и эксперимент показали, что в решётке из очень тонких проволочек частота плазмонов может снизиться на несколько порядков. Так, в случае использования проволоки из алюминия, $r = 1,0 \cdot 10^{-6}$ м и $a = 5 \cdot 10^{-3}$ м имеем $\omega_p \approx 8,2$ ГГц.

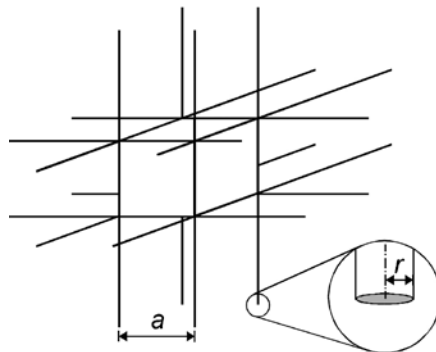


Рис. 2.3. Периодическая структура, состоящая из бесконечных тонких проволочек, ориентированных в виде кубической решётки и скреплённых в её углах [86,87]

Таким образом, можно регулировать положение области частот, в которой эффективная проницаемость ϵ_{eff} имеет отрицательное значение, путём изменения геометрических размеров проволочной решётки.

В Приложении 2, раздел П 2.1, приведён в качестве методического материала сокращённый перевод статьи [86]. Изучение этого материала позволит лучше понять механизм снижения частоты плазмонов.

С магнитной проницаемостью ситуация сложнее, т.к. реакция большинства материалов на магнитное поле наблюдается на намного более низких частотах по сравнению с оптическими. Только некоторые материалы проявляют магнитную активность на частотах до сотен гигагерц, поэтому необходимо использовать искусственные магнетики на основе миниатюрных колебательных контуров (см раздел 1.1 – *Искусственные магнетики*, а также начало данного раздела и рис. 2.1). В [11] были проанализированы системы из решёток, составленных из цилиндрических элементов различной конфигурации, и была предложена в качестве наиболее подходящей решётка из резонаторов в виде двух плоских колец с разрезами. Включение такого рода для композитных материалов было показано на рис. 2.1г, а образец элементарной кубической ячейки для изотропной 3D среды из плоских кольцевых резонаторов представлен на рис. 2.4. В отдельно взятом резонаторе роль индуктивности исполняют разомкнутые кольца, а конденсатора – ёмкость между кольцами.

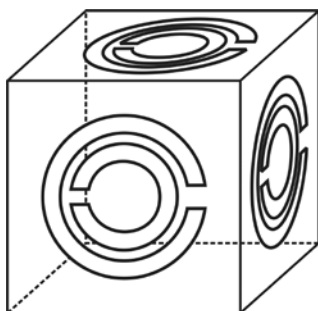


Рис. 2.4. Элементарная кубическая ячейка для искусственного магнетика; на гранях ячейки расположены плоские резонаторы из сдвоенных колец с разрезами [11]

В Приложении 2, раздел П 2.2, приведён в качестве методического материала сокращённый перевод статьи [11]. Там же имеются формулы для расчёта эффективной магнитной проницаемости различных конфигураций элементарных ячеек, и анализируется влияние на неё различных факторов. Типичные значения частот, на которых получается отрицательная μ_{eff} , составляют 10-15 ГГц. Область этих частот может регулироваться изменением геометрических параметров решётки. Отметим существенное влияние сопротивления колец, в случае большого сопротивления резонанс сильно подавляется, и эффект отрицательной μ_{eff} исчезает.

Каждый из рассмотренных материалов позволяет получать в отдельности отрицательное ϵ_{eff} или отрицательное μ_{eff} . Сочетание структурных элементов этих двух материалов в рамках единой структуры позволило, как это будет показано ниже, получить метаматериал, у которого обе проницаемости, а также показатель преломления стали отрицательными. Вследствие этого факта в мировой литературе постоянно ссылаются на вышеупомянутые работы Дж. Пендри [11,86,87], полагая их основополагающими для создания реальных метаматериалов.

2.1 Первые экспериментальные подтверждения получения реальных метаматериалов

Поскольку неоднократно возникали и возникают сомнения в реальности существования метаматериалов с отрицательным преломлением или, по крайней мере, в тех достоинствах, которые им приписывают*, важное значение имеют экспериментальные доказательства достоверности данного факта. В связи с этим часто цитируются результаты опытов, выполненных Д. Смитом (D.R. Smith) с сотрудниками [92-94] с композитными метаматериалами гигагерцового диапазона, структурные модули которого являлись комбинацией двойных кольцевых резонаторов

* См., как пример, книгу [89] и дискуссию в статье Дж. Пендри [90]. Даже Р. Вальсер – автор термина “метаматериал” – высказывал сомнения [91].

SRR и проводников. В отдельности кольцевые резонаторы и проводники были рассмотрены Дж. Пендри [11,86,87].

Итак, периодическая система или решётка из проводящих элементов должна вести себя как эффективная (т.е. как бы сплошная непрерывная) среда для электромагнитных волн, когда длина волны намного больше размеров структурных элементов и расстояний между ними, т.е. периода решётки. Примером такой среды является трёхмерная решётка из пересекающихся тонких металлических проволочек, в которой распространяются волны с дисперсионными характеристиками, аналогичными характеристикам волн в нейтральной плазме. Подобная решётка показана на рис. 1.4в и рис. 2.3 В этой решётке свободные электроны металла проволочек имитируют свободные электроны плазмы. *Подобная среда первоначально использовалась для изучения распространения радиоволн через ионосферу, которая обладает отрицательным эффективным значением диэлектрической проницаемости $\epsilon_{eff}(\omega)$ на частотах ниже плазменной частоты.* Такой подход позволяет создавать метаматериалы с отрицательными значениями ϵ_{eff} .

Получение отрицательной μ_{eff} возможно в некоторых ферромагнитных материалах (например, MnF_2 и FeF_2) на определённых резонансных частотах. Но проблема состоит в том, как получить отрицательное μ_{eff} с малыми потерями на тех же частотах, на которых наблюдаются отрицательные значения ϵ_{eff} . Среда, состоящая из резонаторов типа разрезанных колец SRR, предложенная Дж Пендри (см. выше), позволяет достичь отрицательного значения μ_{eff} в области частот, примыкающей сверху к резонансной частоте, причём в данной области частот можно также реализовать эффект отрицательной ϵ_{eff} , если использовать проволочную систему.

Таким образом, комбинация проволочной системы с кольцевыми резонаторами даёт шанс получить “левый” материал с отрицательным показателем преломления, и такая комбинация исследовалась в работах [92-94].

Сначала рассмотрим результаты экспериментальных исследований по материалам работы [92]. Конфигурация и размеры единичного резонансного структурного модуля (кольцевого резонатора), выполненного из фольги по технологии печатных плат, представлены на вставке рис. 2.5. На рисунке также изображена резонансная кривая для СВЧ мощности, проходящей через пространство с резонаторной структурой при ориентации вектора магнитного поля электромагнитной волны параллельно оси колец (поляризация $\mathbf{H}_{||}$). Поле индуцирует в кольцах токи, которые сами генерируют магнитное поле, которое либо ослабляет, либо усиливает внешнее поле. Введение второго кольца и наличие зазора между кольцами увеличивает внутреннюю ёмкость резонатора (как колебательного контура) и снижает частоту резонанса при малых размерах резонатора.

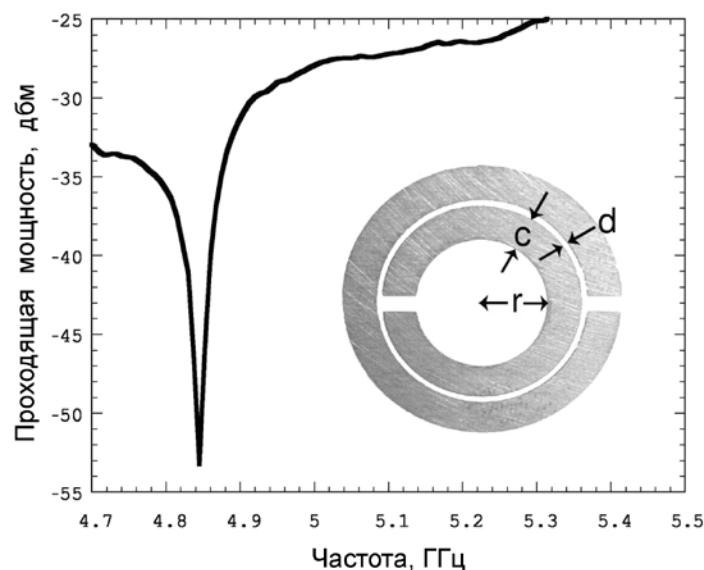


Рис. 2.5. Резонансная кривая резонатора в виде двух разрезанных колец с размерами: $c = 0,8$ мм, $d = 0,2$ мм, $r = 1,5$ мм. Резонанс наблюдается на частоте 4,845 ГГц; добротность резонатора – 600; дБм – децибелы относительно уровня 1 мВт. Адаптировано из [92]

В результате, благодаря зазорам в кольцах и между ними, образующим достаточно большую ёмкость резонатора, длина резонирующей волны (в свободном пространстве) намного больше диаметра колец. Это снижает потери на излучение и

повышает добротность резонатора до нескольких сотен единиц. Не требуется выполнять условие, чтобы длина волны укладывалась на длине окружности, как это было бы в случае использования замкнутых колец. В итоге спаренные кольца образуют компактный колебательный контур (резонатор) как самостоятельный дискретный радиокомпонент. При резонансе этот контур не пропускает через себя излучение, действуя как запирающий фильтр-пробка и создавая запрещённую полосу частот (*stop-band*), что следует из характеристики на рис. 2.5.

При компоновке множества кольцевых резонаторов в виде периодической решётки (или матрицы), так чтобы была обеспечена сильная магнитная связь между резонаторами, можно получить имитацию сплошной непрерывной среды с эффективной магнитной проницаемостью μ_{eff} , выражение для которой было получено в [11]*:

$$\mu_{eff}(\omega) = 1 - \frac{\pi r^2 / a^2}{1 - 3I / \pi^2 \mu_0 \omega^2 C r^3 + i(2\rho / \omega \mu_0)} = 1 - \frac{F \omega^2}{\omega^2 - \omega_0^2 + i \omega \Gamma}$$

Здесь ρ – сопротивление на единицу длины окружности колец, I – расстояние между слоями решётки, a – постоянная решётки, r – из рис. 2.5, F – отношение площади, занимаемой кольцами, к площади единичной ячейки решётки, Γ – коэффициент потерь, C – ёмкость, связанная с зазором между кольцами.

Используя это выражение, была рассчитана дисперсионная характеристика, изображённая на рис. 2.6 (а,б) сплошной линией, которая показывает две частотные полосы с распространяющейся волной в случае решётки, состоящей из одних только кольцевых резонаторов. В промежутке между этими полосами (между 4,2 ГГц и 4,6 ГГц) волна не распространяется, здесь величина частоты мнимая, и возникает вопрос, что является причиной появления запрещённой зоны: отрицательная ϵ_{eff} (из-за диэлектрической реакции резонаторов) или отрицательная μ_{eff} (из-за магнитной реакции резонаторов)? Отметим, что в обоих

* Вывод формулы также представлен в Приложении 2 (раздел П 2.2, секция IV. Изотропный магнитный материал)

случаях (рис. 2.6(а,б)) вектор электрического поля \mathbf{E} и волновой вектор (фазовая скорость волны) находились в плоскости кольцевых резонаторов.

Было проведено дополнительное моделирование с ортогональной поляризацией вектора магнитного поля \mathbf{H}_\perp , когда он находился в плоскости колец, а поле \mathbf{H}_\perp не индуцировало в них токи, т.е. когда отсутствовала магнитная реакция резонаторов [92].

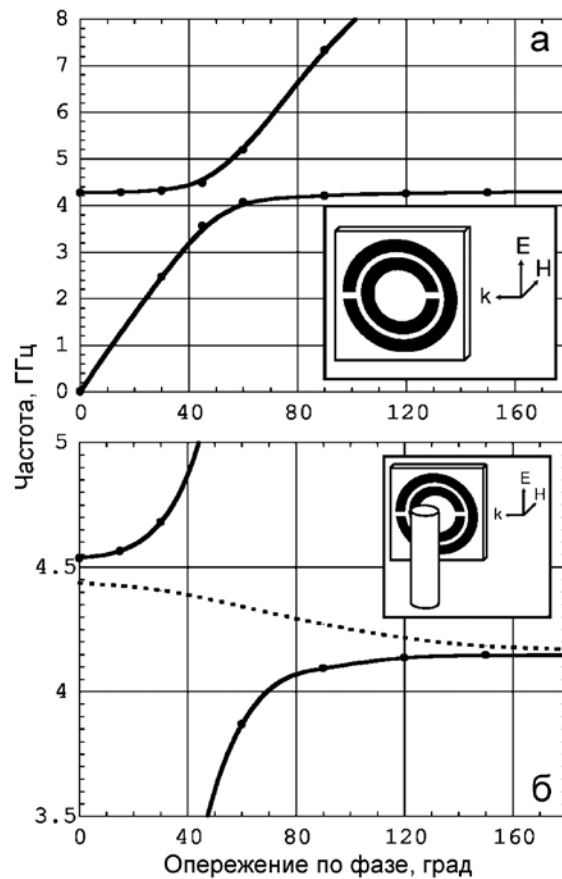


Рис. 2.6. Дисперсионные кривые для случая параллельной поляризации \mathbf{H}_\parallel во всём диапазоне частот (а) и вблизи резонанса (б). Сплошные кривые – решётка из кольцевых резонаторов; пунктирная кривая – комбинация кольцевых резонаторов с проволочками. Адаптировано из [92]

Сравнение данных, полученных при ортогональной поляризации вектора магнитного поля \mathbf{H}_\perp , с результатами при параллельной поляризации \mathbf{H}_\parallel позволило установить, что

промежуток 4,2...4,6 ГГц обусловлен отрицательной магнитной проницаемостью $\mu_{eff}(\omega)$.

Дополнительным фактором, свидетельствующим об отрицательном значении $\mu_{eff}(\omega)$ в запрещённой зоне 4,2...4,6 ГГц, являются результаты моделирования 2D решётки, составленной из кольцевых резонаторов и металлических проволочек, как показано на вставке на рис. 2.6(б)). Известно, что система из проволочек имитирует плазменную среду с запретом на распространение волны на частотах ниже плазменной ω_p , а эффективная диэлектрическая проницаемость среды определяется выражением

$$\epsilon_{eff}(\omega) = 1 - \omega_p^2 / \omega^2.$$

Величина ω_p регулируется изменением диаметра проволочек и расстоянием между ними, поэтому нетрудно получить желаемое значение ω_p . Так, решётка, состоящая из одних только проволочек диаметром 1,6 мм, имеет $\omega_p = 13$ ГГц при ориентации вектора **E** вдоль проволочек. Таким образом, в диапазоне частот, показанном на рис. 2.6(а,б), получаем отрицательную величину диэлектрической проницаемости ϵ_{eff} .

При симметричном добавлении проволочек к кольцевым резонаторам в запрещённой зоне появляется полоса пропускания в случае параллельной поляризации волны **H**_{||}. Эта полоса показана пунктирной линией на рис. 2.6(б), и она стала возможной вследствие того, что обе проницаемости $\epsilon_{eff}(\omega)$ и $\mu_{eff}(\omega)$ имеют здесь отрицательные значения.

Если пренебречь потерями, можно получить следующее дисперсионное соотношение для среды, состоящей из кольцевых резонаторов и проволочек [92] (здесь c – скорость света, $\omega_b = \omega_0 / \sqrt{1 - F}$):

$$k^2 = \frac{(\omega^2 - \omega_p^2)(\omega^2 - \omega_b^2)}{c^2 (\omega^2 - \omega_0^2)}.$$

Это выражение показывает, что полоса пропускания, где величина k реальная, простирается от ω_0 до ω_b , т.е. она находится в бывшей запрещённой зоне для решётки, состоящей из одних только кольцевых резонаторов. Также отметим, что в этой полосе получается отрицательная групповая скорость волны относительно фазовой скорости, а ширина полосы не зависит от величины плазменной частоты при условии, что $\omega_p > \omega_b$.

Поведение системы при ортогональной поляризации магнитного поля \mathbf{H}_\perp в системе, состоящей из кольцевых резонаторов и проволок, существенно отличалось от рассмотренного режима параллельной поляризации \mathbf{H}_\parallel , поскольку в этом случае кольцевые резонаторы проявляли не магнитную, а электрическую реакцию. Всё зависело от соотношения величин положительной диэлектрической проницаемости, вызванной кольцевыми резонаторами, и отрицательной $\epsilon_{eff}(\omega)$ проволочной системы.

Для подтверждения результатов моделирования в эксперименте были изготовлены по технологии печатных плат образцы анизотропного метаматериала в виде плоских 2D решёток. Анизотропность метаматериала упрощала анализ изучаемой системы. 17 печатных плат располагались вертикально и параллельно, образуя 17 рядов кольцевых резонаторов (размеры резонаторов приведены в подписи к рис. 2.5). Их оси были параллельны вектору магнитного поля, т.е. реализовывалась параллельная поляризация \mathbf{H}_\parallel . В каждом ряду в направлении распространения волны (в \mathbf{k} -направлении, см. рис. 2.6) было по 8 кольцевых резонаторов, образующих пространственную решётку с квадратными ячейками (общее количество ячеек – 17×8). Период или постоянная решётки a составляли 8 мм. Для проведения измерений образцы помещались в волновод, образованный алюминиевыми пластинами; боковые стенки волновода выполнялись из СВЧ поглотителя [92].

Эксперименты были проведены также с системами, содержащими либо только проволоки, либо комбинацию кольцевых резонаторов и проволок, размещённых симметрично

между кольцами резонаторов (см. рис. 2.6б). Результаты измерений СВЧ мощности, проходящей через образец метаматериала, представлены на рис. 2.7.

В случае системы, состоящей из одних проволочек, образующих квадратную проволочную решётку, была получена плазменная частота $\omega_p = 12$ ГГц. Соответственно, величина $\epsilon_{eff}(\omega)$ в диапазоне частот ниже ω_p имела отрицательное значение, а величина проходящей мощности была на уровне шума (–52 дБ).

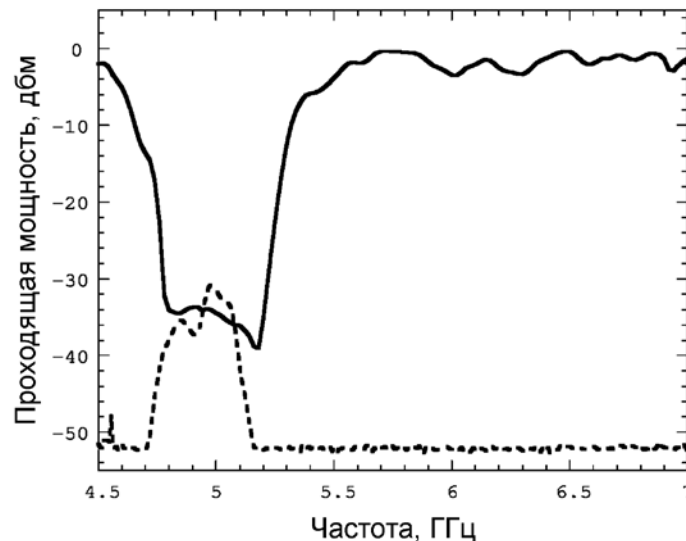


Рис. 2.7. Эксперимент по прохождению волны через метаматериал в случае параллельной поляризации $\mathbf{H}_{||}$. Сплошная кривая – решётка из одних кольцевых резонаторов; пунктирная кривая – комбинация кольцевых резонаторов с проволочками; дБм – децибелы относительно уровня 1 мВт. Величина проходящей мощности в случае решётки из одних проволочек была на уровне шума (–52 дБ). Адаптировано из [92]

В резонансном режиме отдельный резонатор образовывал магнитный диполь, магнитное поле которого генерировалось кольцевыми токами, индуцированными внешним магнитным полем (полем электромагнитной волны). Силовые линии магнитного поля резонатора имели тороидальную форму, т.е. замыкались вокруг колец резонатора. Электрическое поле резонатора было сосредоточено в зазоре между кольцами резонатора.

В случае системы из одних только кольцевых резонаторов зависимость проходящей мощности от частоты имела резонансный характер (рис. 2.7) с непропусканием мощности при резонансе, когда величина μ_{eff} – отрицательная. Это наблюдалось и раньше в случае одного резонатора (рис. 2.5). Но система пропускала мощность на резонансной частоте, если к кольцевым резонаторам добавлялись проволоочки, что согласуется с ранее представленными результатами моделирования такой системы.

Таким образом, в реальном эксперименте была подтверждена возможность создания метаматериала (эффективной среды) с одновременно отрицательными значениями $\epsilon_{eff}(\omega)$ и $\mu_{eff}(\omega)$, и получения полосы частот с отрицательной групповой скоростью распространяющихся волн, что раньше только декларировалось.

2.2 Экспериментальное подтверждение отрицательного показателя преломления

Следующей задачей было прямое экспериментальное подтверждение возможности отрицательного преломления электромагнитных волн на границе раздела двух сред, т.е. прохождение преломлённого луча на той же самой стороне нормали к поверхности раздела (преломления), где проходит падающий луч (см. рис. В.1). С этой целью были изготовлены экспериментальные образцы метаматериала (эффективной среды). Его элементарные ячейки (структурные модули) имели конфигурацию, размеры и параметры, приведённые на рис. 2.8 и табл. 2.1 [93,94].

Первый образец метаматериала [93] представлял собой сборку из печатных плат, скреплённых крест-накрест по квадратно-гнездовой системе, напоминающей тару для бутылок, как показано на рис. 2.9 Каждая плата представляла собой двухмерную периодическую решётку, состоящую из квадратных двойных резонаторов SRR и проводников, изготовленных методом фотолитографии на фольгированном стеклотекстолите толщиной 0,25 мм, причём SRR и проводники располагались по разные стороны стеклотекстолита напротив друг друга. Из этой

сборки, как бы из цельного метаматериала, была изготовлена призма, с помощью которой и были выполнены опыты по измерению угла преломления. В качестве контрольного образца использовалась аналогичная призма, изготовленная из тефлона (фторопласта).

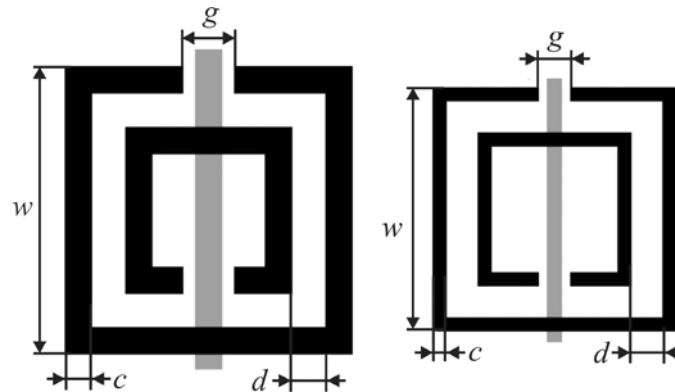


Рис. 2.8. Геометрии элементарных ячеек для метаматериалов с отрицательным показателем преломления: слева из [93], справа из [94]

Таблица 2.1. Параметры образцов метаматериалов [94]

Параметр	Образец на рис. 2.8а	Образец на рис. 2.8б
Разрез (g), мм	0,46	0,28
Внешняя высота (w), мм	2,62	2,22
Зазор между кольцами (d), мм	0,30	0,28
Высота всей ячейки, мм	3,33	2,5
Ширина всей ячейки, мм	5,0	2,5
Толщина проводника (c), мм	0,25	0,14
Материал подложки	FR4	TMM3
ϵ подложки	3,84	3,27
Тангенс потерь подложки	0,018	0,003
Толщина подложки, мм	0,25	0,375
Толщина медного слоя, мкм	17	17

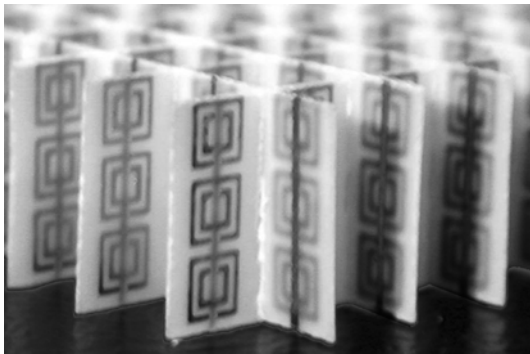


Рис. 2.9. Фотография образца метаматериала, собранного из крест-накрест скреплённых печатных плат [93]

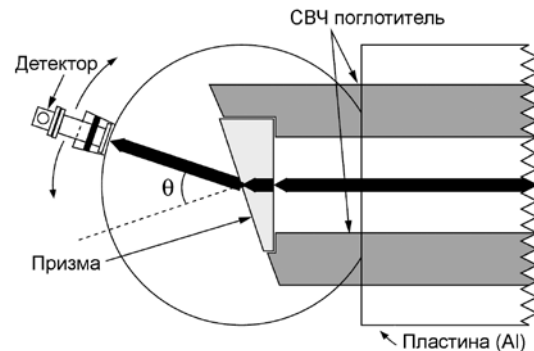


Рис. 2.10. Схема экспериментального устройства для определения показателя преломления. Адаптировано из [93]

На рис. 2.10 показана схема измерительного устройства для работы в X-диапазоне (8-12 ГГц). Призма размещалась между двумя круглыми плитами из алюминия (радиус плит – 15 см). Верхняя плита снабжалась устройством для поворота СВЧ детектора в плоскости, параллельной плоскости плит. Однородный микроволновый луч от источника направлялся на правую грань призмы и был поляризован следующим образом: электрическое поле было ориентировано перпендикулярно металлическим плитам и параллельно проводникам ячеек – структурных модулей метаматериала (магнитное поле было направлено ортогонально). Луч направлялся на призму, ограничивался сверху и снизу плоскими пластинами из алюминия, примыкающими к круглым плитам (расстояние между плитами составляло 1,2 см), а сбоку – слоями поглотителя (расстояние между ними составляло 9,3 см). Это позволило минимизировать компоненты луча источника, падающие на призму не по нормали.

После прохождения через образец луч попадал на левую наклонную грань призмы (рис. 2.10) и испытывал преломление. Для определения угла преломления измеряли угловую диаграмму распределения (зависимость от Θ) интенсивности излучения, вышедшего из призмы. Для этого детектор размещали под

различными углами Θ относительно нормали к наклонной грани призмы, используя вышеупомянутое устройство для поворота детектора. Нормаль к наклонной грани была под углом $18,43^\circ$ относительно нормали к правой грани.

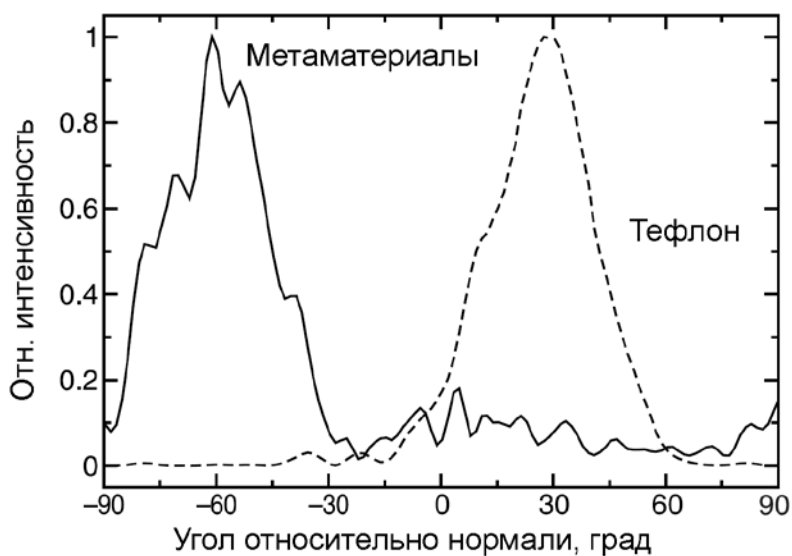


Рис. 2.11. Распределение интенсивности преломлённого луча (в отн. ед.) на частоте 10,5 ГГц по различным углам преломления Θ в тефлоне (штриховая линия) и метаматериале (сплошная линия). Адаптировано из [93]

На рис. 2.11 показаны угловые диаграммы для призм из тефлона и метаматериала при работе на частоте 10,5 ГГц. В случае тефлона преломление было положительным ($\Theta > 0$), а в случае метаматериала – отрицательным ($\Theta < 0$). Исходя из данных для тефлона, можно считать, что его угол преломления составлял 27° , а показатель преломления $n_{\text{тефлон}} = 1,4 \pm 0,1$. Для метаматериала получаем на границе раздела его с воздухом угол преломления -61° , а $n_{\text{метаматериал}} = -2,7 \pm 0,1$. При этом предполагается, что угол преломления соответствует максимуму кривой углового распределения интенсивности преломлённого излучения.

Метаматериал, использованный в данной работе, имел размеры элементарного структурного модуля 5 мм, что в 6 раз меньше средней длины волны в X-диапазоне (2-12 ГГц), равной

3 см. Это более-менее отвечает условию однородности материала для волны указанной длины, поэтому его можно характеризовать эффективными значениями проницаемостей ϵ_{eff} и μ_{eff} и показателя преломления n_{eff} . В то же время конечные размеры элементарных ячеек и дискретная структура граней призмы приводят к заметной в микроскопическом масштабе неоднородности преломляющей поверхности призмы, поэтому наблюдается ненулевая интенсивность излучения при положительных значениях угла Θ . У тефлона, как у идеально однородного материала, практически отсутствует излучение при $\Theta < 0$.

Зависимость магнитной проницаемости от частоты определяется следующим выражением

$$\frac{\mu(\omega)}{\mu_0} = 1 - \frac{\omega_{mp}^2 - \omega_{m0}^2}{\omega^2 - \omega_{m0}^2 + i\gamma\omega},$$

где ω_{m0} – частота магнитного резонанса, ω_{mp} – частота “магнитной плазмы”, $i = \sqrt{-1}$, а зависимость электрической проницаемости от частоты определяется выражением

$$\frac{\epsilon(\omega)}{\epsilon_0} = 1 - \frac{\omega_{ep}^2 - \omega_{e0}^2}{\omega^2 - \omega_{e0}^2 + i\gamma\omega},$$

где ω_{e0} – частота электронного резонанса, ω_{ep} – частота “электронной плазмы”. Когда проводники структурных модулей не обеспечивают электрическую непрерывность, как в рассматриваемых экспериментах, $\omega_{e0} > 0$.

Определение показателя преломления ($n = \sqrt{\epsilon\mu}$) в диапазоне частот расчётным путём и в эксперименте указывает на его сильную зависимость от частоты для метаматериала в отличие от тефлона, у которого такая зависимость отсутствовала. Это свидетельствует о том, что метаматериал является материалом с сильной дисперсией; на это указывают и вышеприведённые выражения для $\mu(\omega)$ и $\epsilon(\omega)$.

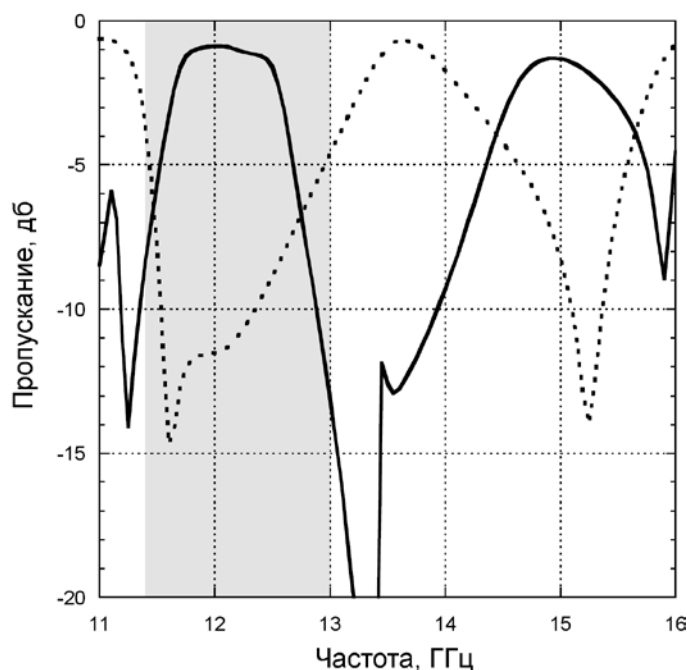


Рис. 2.12. Расчёт зависимости проходящей мощности через три ячейки образца метаматериала с конфигурацией двойных кольцевых резонаторов и проводников, показанной на рис. 2.8(б). Сплошная кривая – кольцевые резонаторы комбинировались с проводниками; пунктирная кривая – образец содержал только кольцевые резонаторы. Затемнённая область показывает диапазон частот, в котором, как ожидалось, ϵ и μ имеют отрицательные значения. Адаптировано из [94]

Было проведено электромагнитное моделирование метаматериала с ячейками, содержащих двойные кольцевые резонаторы и проводники, конфигурация которых показана на рис. 2.8б, а размеры приведены в табл. 2.1 [94]. На рис. 2.12 приведены результаты расчёта прохождения СВЧ мощности через три ячейки. Каждая ячейка состояла из четырёх кольцевых резонаторов, расположенных по высоте, и имела общую высоту 1 см. В первом образце метаматериала, как мы видим из рис. 2.9, по высоте располагались три кольцевых резонатора. Проводник проходил по всей высоте ячейки, но не доходил 0,2 мм до края подложки внизу и вверху.

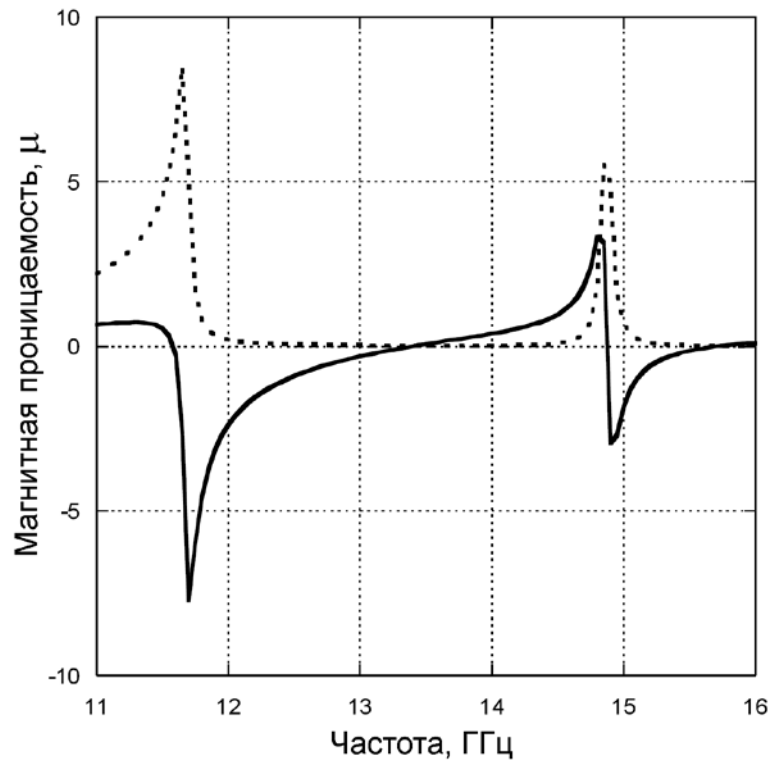


Рис. 2.13. Восстановленные величины реальной (сплошная кривая) и мнимой (пунктирная кривая) частей магнитной проницаемости образца метаматериала с конфигурацией двойного кольцевого резонатора, показанной на рис. 2.8б. Адаптировано из [94]

Наличие двух минимумов на пунктирной кривой, т.е. присутствие запрещённых зон для прохождения СВЧ излучения, ясно указывает на то, что в их области величина μ может иметь отрицательное значение. Добавление проводников превращает запрещённые зоны в полосы пропускания СВЧ излучения (там, где были провалы в пунктирной кривой, появились максимумы на сплошной кривой), что указывает на возможность получения на этих частотах отрицательного показателя преломления. Подобное явление мы уже наблюдали на рис. 2.7.

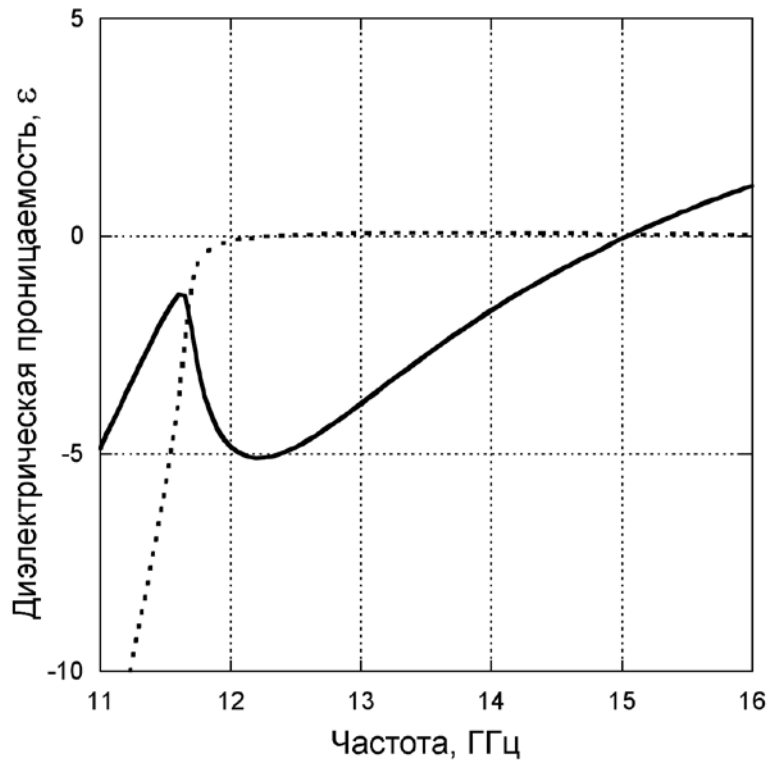


Рис. 2.14. Восстановленные величины реальной (сплошная кривая) и мнимой (пунктирная кривая) частей диэлектрической проницаемости образца метаматериала с конфигурацией двойного кольцевого резонатора, показанной на рис. 2.8б. Адаптировано из [94]

Для определения значений реальных и мнимых частей ϵ и μ была применена специальная процедура восстановления их величин из дисперсионных характеристик, результаты представлены на рис. 2.13 и рис. 2.14. Как видно, решётка из кольцевых резонаторов имеет два резонанса около частот 12 и 15 ГГц, где реальная часть μ имеет отрицательные значения, приводящие к появлению запрещённой зоны на пунктирной кривой на рис. 2.12. Однако восстановление величины ϵ показывает наличие одного только резонанса в полосе около частоты 12 ГГц, которая совпадает с резонансной полосой для отрицательного μ . Именно эта полоса выделена затемнённой областью на рис. 2.12, и здесь должен иметь место отрицательный показатель преломления.

Рис. 2.13 показывает, что зависимость мнимой части магнитной проницаемости (т.е. потерь в метаматериале) от частоты также имеет резонансный характер, причём резкое возрастание потерь наблюдается именно во время резонансов кольцевых резонаторов, т.е. мы имеем резонансы с поглощением, при которых большую роль играют потери в меди и диэлектрике подложки.

Экспериментальные измерения характеристик образца метаматериала с конфигурацией двойных кольцевых резонаторов, показанной на рис. 2.8б, были выполнены с помощью аппаратуры, аналогичной описанной выше и схематически представленной на рис. 2.10. В аппаратуру помещались плитки и призмы из метаматериала, содержавшего кольцевые резонаторы и проводники, и призма из тефлона.

Метаматериал делали анизотропным – это упрощало его изготовление из хрупкого материала подложек. Размеры резонаторов, проводников и параметры материала подложек приведены в табл. 2.1.

Резонаторы и проводники размещали (изготавливали из слоя меди) на диэлектрических подложках печатных плат в виде полосок шириной 1 см по 4 резонатора поперёк ширины. Использовали подложки с односторонним нанесением медного слоя. На одних подложках изготавливали проводники, на других – двойные кольцевые резонаторы SRR.

Были изготовлены три типа образцов материалов: 1) образец, состоящий только из подложек с кольцевыми резонаторами; 2) состоящий только из подложек с проводниками; 3) состоящий из подложек с резонаторами и проводниками. В последнем случае разнородные подложки прижимались друг к другу задними поверхностями, так что расстояние между резонаторами и проводниками составляло 0,825 мм. Между парами, таким образом прижатых подложек, располагали спейсеры из диэлектрика толщиной 2 мм. Образцы всех трёх типов изготавливали, используя полоски подложек одинаковой длины.

Из образца материала третьего типа также изготавливали призму со скошенной поверхностью (поверхностью преломления); для этого призму собирали из полосок разной

длины. Естественно, что поверхность преломления имела вид лестницы со ступеньками; на каждую ступеньку приходилось по три полосы одинаковой длины. Угол наклона поверхности преломления призмы из метаматериала составлял $18,4^\circ$. Угол наклона поверхности преломления призмы, также изготовленной из тефлона, составлял 34° .

Измерения мощности, проходящей через образцы в виде плиток, в диапазоне частот 8-16 ГГц показали, что образцы, содержащие только кольцевые резонаторы или только проводники, имели провалы в частотных характеристиках прохождения мощности (аналогично тому, что показывает сплошная кривая на рис. 2.7). Полосы частот, соответствующие провалам, должны соответствовать частотам, на которых ϵ или μ отрицательны. Образец, составленный из подложек с резонаторами SRR и проводниками, имел сдвоенный пик пропускания (на частотах 13,355 ГГц и 13,505 ГГц) в области отрицательных значений ϵ и вблизи области отрицательных значений μ (похожая ситуация показана пунктирной кривой на рис. 2.7). Поэтому есть основания считать, что данный пик соответствует отрицательным значениям коэффициента преломления.

Были проведены прямые измерения характеристик преломления излучения в призме, изготовленной из образца материала третьего типа. Результаты измерений для этого метаматериала представлены для двух вышеуказанных частот на рис. 2.15 (кривые 1 и 2). Кривые ясно демонстрируют эффект отрицательного преломления в метаматериале.

В случае тефлоновой призмы имеет место обычное преломление под положительным углом. Показатель преломления тефлона, определённый по углу, соответствующему максимуму кривой 4, равен 1,4. Кривая 3 демонстрирует угловое распределение проходящего излучения при отсутствии в измерительной камере исследуемых материалов; в этом случае преломление практически отсутствовало.

Показатель преломления метаматериала, определённый в [94] экспериментально и расчётным путём с использованием значений μ и ϵ , представленных на рис. 2.13 и рис. 2.14, обладает сильной

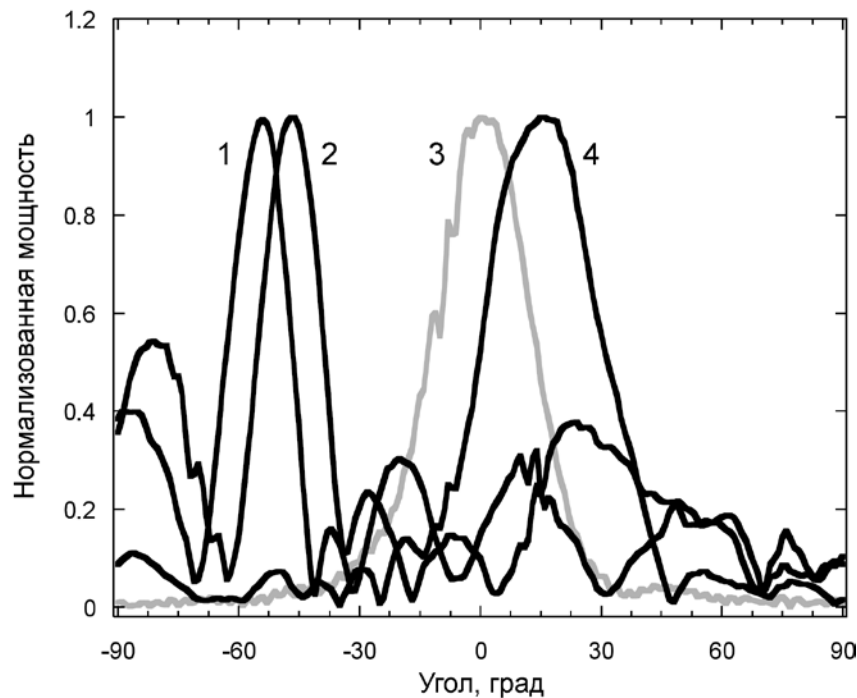


Рис. 2.15. Угловое распределение мощности, проходящей через призму из метаматериала (кривые 1 и 2) и тефлона (кривая 4), а также через пустую измерительную камеру (кривая 3). Частота: кривая 1 – 13,355 ГГц, 2 – 13,505 ГГц. Показатель преломления для тефлона $n = +1,4$. Адаптировано из [94]

частотной дисперсией, как было и при исследовании метаматериала, показанного на рис. 2.8а.

Подтверждение выполнения закона преломления Снеллия в “левой” среде, аналогичной показанной на рис. 2.9, приведено также в работе [95]. Свидетельство отрицательного преломления в метаматериале, т.е. реальности отрицательного показателя преломления, было получено в работе и других авторов [96], которые также использовали комбинацию двойных SRR резонаторов с проводниками. Элементарная ячейка исследуемого метаматериала представлена на рис. 2.16.

Одномерность 1D метаматериала вполне достаточна для определения закона преломления. В таком случае электрическая и магнитная проницаемости являются тензорами в системе координат, показанной на рис. 2.16: $\vec{\epsilon} = (1, 1, \epsilon_z)$, $\vec{\mu} = (1, \mu_y, 1)$. При этом кольцевые резонаторы будут генерировать отрицательную магнитную проницаемость μ_y , а металлические полоски (проводники) – отрицательную диэлектрическую проницаемость ϵ_z . Ячейки создавались на диэлектрике с малыми потерями.

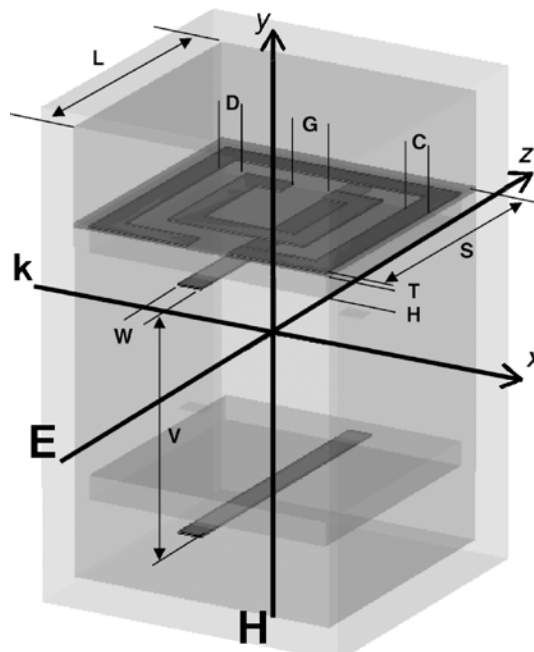


Рис. 2.16. Ячейка метаматериала, исследуемого в работе [96]. Электромагнитная волна распространяется вдоль оси x , электрическое поле ориентировано вдоль оси z , магнитное поле – вдоль оси y . Размеры элементов ячейки: $C = 0,046$ см, $D = 0,030$ см, $G = 0,046$ см, $H = 0,0254$ см, $L = 0,33$ см, $S = 0,263$ см, $T = 17,0 \times 10^{-4}$ см, $W = 0,025$ см, $V = 0,255$ см.

Для измерения характеристик преломления применялась установка, имитирующая условия свободного пространства, а не внутри волновода, как это было в ранее рассмотренных работах [93,94]. Схема установки показана на рис. 2.17, где также показана

ориентация осей координат, соответствующая системе координат на рис. 2.16.

Образец в виде клинообразной призмы изготавливался из исследуемого метаматериала или тефлона (фторопласта) в качестве контрольного материала и для калибровки. Угол наклона поверхности клина составлял $32,19^\circ$, размер ячейки в направлении распространения (оси x) составлял 0,33 см. Короткая сторона клина содержала 5 ячеек, длинная – 32 ячейки. Средняя толщина клина вдоль оси x составляла 6,1 см.

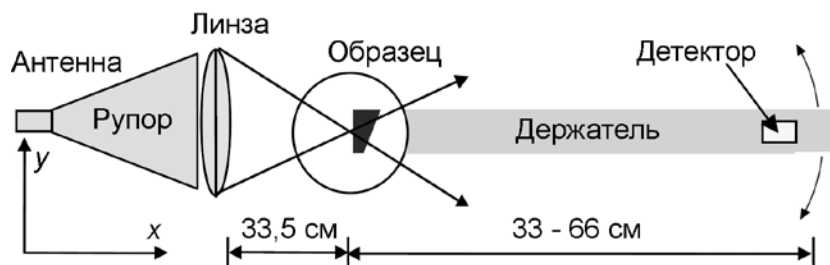


Рис. 2.17. Схема установки для определения характеристик преломления в условиях свободного пространства. Детектор закреплён на держателе, который может вращаться. Адаптировано из [96]

Образец облучался рупорной антенной через линзу, которая фокусировала на нём излучение. Детектор преломлённого излучения мог вращаться вокруг образца в плоскости x - y на различном от него расстоянии. Ось вращения находилась на левой ненаклонной поверхности призмы (рис. 2.17). Диапазон рабочих частот составлял 8-20 ГГц.

Результаты измерений подтвердили наличие частотной области с отрицательным преломлением в призме из метаматериала по отношению к преломлению в призме из тефлона и соответствие результатов закону преломления Снеллиуса (Снеллия). Кривые распределения интенсивности преломлённого луча (по E_z) по углу отклонения на частоте 12,6 ГГц похожи на кривые, приведённые на рис. 2.11: луч, прошедший через метаматериал, отклонялся влево с показателем преломления $n = -1,0454$; луч, прошедший через тефлон, отклонялся вправо с

показателем преломления $n = 1,4$. Кривые распределения несущественно изменялись при увеличении радиуса вращения детектора с 33 до 66 см.

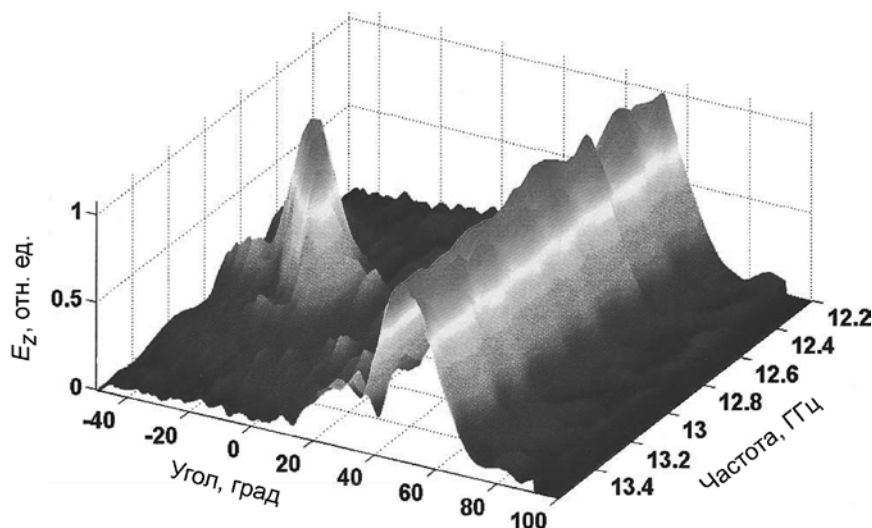


Рис. 2.18. Распределение нормализованной амплитуды электрической компоненты E_z преломлённого луча для призмы из метаматериала (слева) и тефлона (справа) по углу отклонения на различных частотах. Ненормализованный пик E_z для призмы из метаматериала (при угле отклонения 12,6 ГГц) составляет около 20 % от пика для тефлона. Адаптировано из [96]

На рис. 2.18 представлены диаграммы зависимостей нормализованной амплитуды электрической компоненты E_z преломлённого луча от частоты излучения и угла расположения детектора (нулевой угол соответствует положению детектора на оси системы) для призм из метаматериала и тефлона. Как видно, преломление луча в тефлоне практически не зависит от частоты излучения, но в случае метаматериала зависимость очень сильная – эффект отрицательного преломления проявляется в ограниченной области частот с максимумом на частоте 12,6 ГГц.

Эффект отрицательного преломления был подтверждён в отдельном эксперименте с радиусом вращения детектора 450 см, а также при моделировании системы на частоте 12,6 ГГц для радиусов вращения 33, 66 и 238 см. Моделирование влияния потерь на эффект преломления показало, что их увеличение на 2

порядка не приводило к заметным изменениям. Моделирование также показало, что в призме из метаматериала фазовая скорость изменяет свой знак, но вектор Пойнтинга, как и ожидалось, сохраняет своё направление в положительную сторону по оси x .

Таким образом, результаты экспериментов и моделирования преломления в условиях свободного пространства [96], подтверждают результаты измерений в волноводных условиях распространения излучения [93,94]: метаматериал с отрицательным преломлением может существовать, по крайней мере, в определённом частотном диапазоне.

2.3 Особенности экспериментального выявления отрицательной магнитной проницаемости

Как уже неоднократно отмечалось, создание “левого вещества” (*left-handed material* – LHM) связано с получением отрицательного показателя преломления $n = -|(\epsilon\mu)|^{1/2}$, т.е. надо одновременно обеспечить отрицательные эффективные значения диэлектрической ϵ и магнитной μ проницаемостей. Проблема получения $\epsilon < 0$ относительно легко решается путём применения периодической решётки из металлических проводников, в которых свободные электроны зоны проводимости создают нужный эффект, взаимодействуя с электрическим компонентом электромагнитного поля*. Проблема получения $\mu < 0$ более сложная, т.к. отсутствуют магнитные заряды, способные так же взаимодействовать с магнитным полем, как электроны с электрическим.

Дж. Пендри предложил организовать магнитную связь среды с внешним излучением путём введения в среду миниатюрных L-C колебательных контуров (резонаторов) и индуцирования в них тока магнитным компонентом электромагнитного поля; иначе говоря, путём создания в среде системы из индуцированных магнитных диполей. В таком случае периодическая решётка, собранная из отдельных резонаторов, будет создавать эффект

* См. предыдущие разделы и Приложение 2, раздел П 2.1.

$\mu < 0$ для всей среды вблизи резонансной частоты резонаторов ω_r^* . По соображениям компактности были предложены резонаторы простейшей конструкции типа SRR в виде разрезанных колец. Комбинируя резонаторы с проводниками можно получить вблизи ω_r эффект одновременно отрицательных значений ϵ , μ и n . При этом плазменную частоту для проводников ω_p следует выбирать больше ω_r . Результаты экспериментов, рассмотренные в предыдущем разделе, подтверждают реальность данного эффекта.

При экспериментах со средами с подобными электромагнитными включениями напрашивается предположение о том, что в полосах пропускания электромагнитного излучения, которые расположены в областях частот, запрещённых для пропускания материалами, содержащими только SRR-резонаторы или проволоочки, обязательно одновременно имеют место $\epsilon, \mu < 0$ и эффект отрицательного преломления $n < 0$. Однако такое предположение может быть неправильным, поскольку электрическая реакция композита, содержащего резонаторы и проволоочки, отличается от реакции композита, составленного только из проволоочек. Причина этого заключается в том, что резонаторы проявляют не только магнитную, но и электрическую реакцию, будучи изготовленными из проводников – металлических колец, которые могут выполнять роль электрических диполей как отрезки проводников. Поэтому добавление в исследуемую среду SRR-резонаторов должно изменять плазменную частоту относительно значения плазменной частоты в композите, содержащем только проволоочки. Изменение может быть настолько большим, что некоторые ранее запрещённые частоты внешнего излучения станут больше плазменной, и композит с резонаторами будет пропускать излучение.

Вообще говоря, в периодической SRR-среде может возникнуть запрещённая область (*band-gap*) из-за рассеивания (дифракции) Брэгга на периодических элементах, как в случае с фотонными кристаллами [12,97,98], или отрицательной μ , или

* См. предыдущие разделы и Приложение 2, раздел П 2.2.

отрицательной ϵ . Первый случай можно исключить, если размеры SRR-резонаторов и расстояние между ними намного меньше длины волны внешнего излучения.

Второй случай можно проверить путём сравнения характеристик сред, содержащих только кольцевые резонаторы; при этом в одной среде кольца резонаторов должны быть разрезаны (т.е. имеем резонаторы типа SRR), а во второй замкнуты (кольца без разрезов – CRR). В последней среде нарушится обычный резонанс в L-С контурах, т.к. они будут закорочены. Будет иметь место резонанс замкнутых колец как линий передачи, но он сдвинется в область очень коротких волн, длина которых будут кратна длине окружности колец. Электрическая же реакция колец останется. Отсюда можно сделать следующий вывод: запрещённая полоса в спектре пропускания, которая присутствует в SRR-среде, но отсутствует в среде из замкнутых колец, однозначно соответствует $\mu < 0$.

Для экспериментального подтверждения сказанного были изготовлены образцы метаматериалов по технологии печатных плат [99]. На одной стороне диэлектрических подложек FR4 (толщина 1,6 мм, $\epsilon = 4,4$) были изготовлены из медного слоя толщиной 30 мкм кольцевые резонаторы в виде двойных колец. Зазор между кольцами и зазор в кольце SRR составляли 0,2 мм; ширина колец 0,9 мм; внутренний радиус внутренних колец 1,6 мм. 18 плат устанавливались параллельно в плоскостях x - y и собирались в пакет с периодом 6,5 мм вдоль оси z . На платах была создана решётка из резонаторов с периодом повторения 8,8 мм по координатам x и y ; количество резонаторов вдоль осей этих координат составляло 5 и 15, соответственно. Измерения выполнялись в условиях свободного пространства с использованием установки, аналогичной представленной на рис. 2.17. Волна распространялась вдоль оси x , векторы **E** и **H** были направлены вдоль осей y и z , соответственно. На рис. 2.19 представлены измеренные спектры пропускания образцов с разомкнутыми (SRR) и замкнутыми (CRR) кольцевыми резонаторами.

Для резонаторов SRR видны две запрещённые полосы. Первая полоса (3,55-4,05 ГГц) отсутствует у резонаторов типа CRR с замкнутыми кольцами, поэтому можно утверждать, что в этой полосе имеет место магнитный резонанс, и $\mu < 0$. Вторая полоса (8,1-11,9 ГГц) присутствует в обоих образцах, и нельзя автоматически предполагать в ней $\mu < 0$. Скорее всего, в этой полосе для резонаторов характерна электрическая реакция.

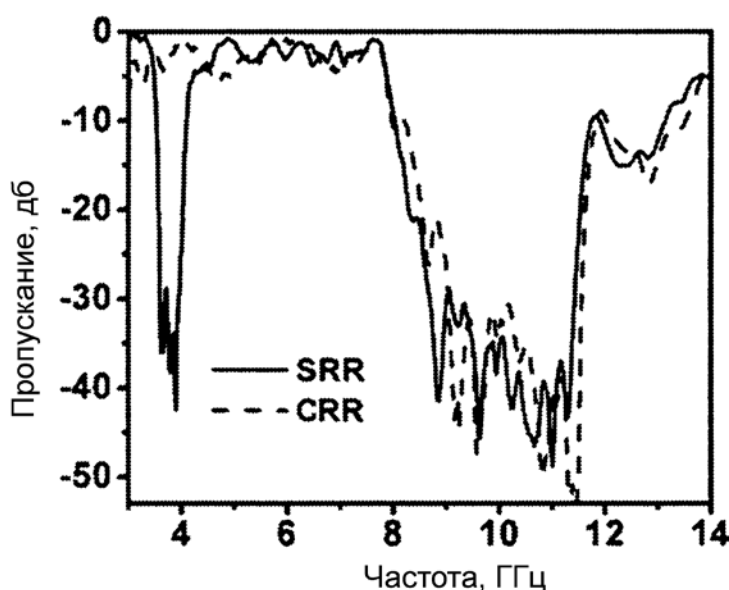


Рис. 2.19. Спектр пропускания периодической среды из разомкнутых (SRR) и замкнутых (CRR) кольцевых резонаторов. Адаптировано из [99]

Наличие электрической резонансной реакции у резонаторов SRR в дополнение к магнитному резонансу было обнаружено ещё раньше [100]. Электрическая реакция проявлялась на частотах выше ω_r . Она похожа на электрическую реакцию среды, содержащей короткие отрезки проволок и обладающей запрещённой полосой с хорошо выраженным нижним краем вследствие прерывистой геометрии проволок.

Теперь сравним спектры пропускания сред, составленных только из разомкнутых (SRR) или замкнутых (CRR) кольцевых резонаторов, только из проволок и содержащих ячейки из комбинации проволок с SRR и CRR. Для экспериментов

использовались вышеописанные установка и технология изготовления образцов [99]. Толщина, ширина и длина по оси y проволок составляла 30 мкм, 0,9 мм и 13,5 см, соответственно. Среда, содержащая комбинацию элементов, имела 5, 15 и 24 ячейки в направлении осей координат x , y , z , соответственно. Проволочки в этой среде были нанесены на обратную сторону подложек напротив кольцевых резонаторов. Рис. 2.20 представляет измеренные спектры для отдельных образцов.

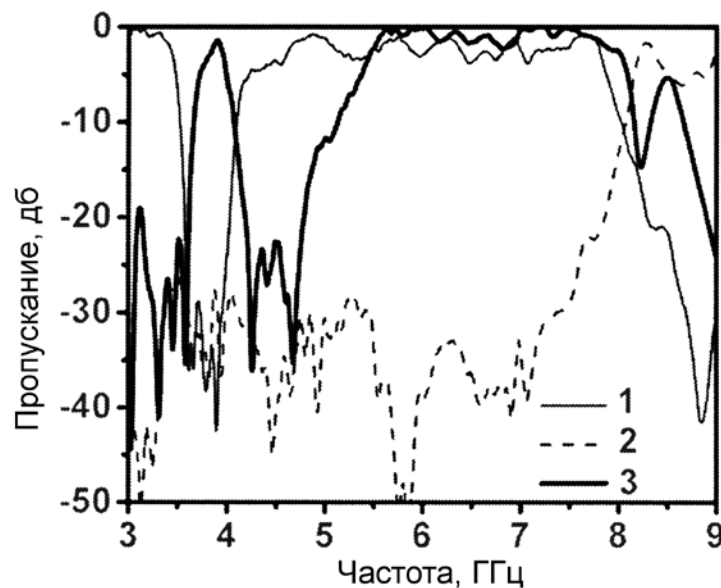


Рис. 2.20. Спектры пропускания периодических сред: 1 – среда из резонаторов SRR; 2 – среда из проволок; 3 – среда содержит комбинацию проволок с резонаторами SRR. Адаптировано из [99]

Можно видеть, что комбинационная среда имеет полосу пропускания 3,6-4,1 ГГц, где ϵ и μ отрицательны. Эта полоса точно соответствует запрещённой полосе для среды только из резонаторов SRR (см. рис. 2.19, сплошная кривая, и рис. 2.20, кривая 1). Но полоса исчезала при замене SRR резонаторов на CRR. Также видны электрическая реакция сред с SRR и снижение плазменной частоты для среды с комбинацией SRR и проволок до 5,3 ГГц относительно $\omega_p \approx 8$ ГГц для одних проволок.

3 ФОКУСИРУЮЩИЕ ЛИНЗЫ ГИГАГЕРЦЕВОГО ДИАПАЗОНА ИЗ ОДНОРОДНЫХ И ГРАДИЕНТНЫХ МЕТАМАТЕРИАЛОВ

В оптике как терагерцевого, так и гигагерцевого диапазона, широко применяются линзы для управления характеристиками распространяющейся волны, в частности для фокусировки электромагнитного излучения [27,71]. Линзы представляют собой прозрачное для излучения сплошное тело или объёмную структуру, показатель преломления которых отличается от показателя преломления окружающей среды. На внешних поверхностях линзы происходит преломление и, как следствие, трансформация формы фронта волны, идущей от источника. Очевиден интерес к тому, какими будут характеристики линзы, если её изготовить из метаматериала с отрицательным показателем преломления. Эксперименты с такой линзой важны и с той точки зрения, что они должны подтвердить сам факт возможности существования материалов с отрицательным показателем преломления.

Известно, что вопрос об особенностях работы линз из материала с отрицательным n обсуждал ещё В.Г. Веселаго [2]. На рис. 3.1 показан ход лучей через выпуклую и вогнутую линзы. Как видно, выпуклая линза является рассеивающей, а вогнутая собирающей, в отличие от линз из вещества с положительным n .

В.Г. Веселаго также показал, что фокусировать излучение точечного источника способны не только линзы с искривлённой (точнее – вогнутой) поверхностью, но и линзы в форме пластины*. Затем Дж. Пендри (J. Pendry) обосновал возможность получения изображения с субволновым разрешением с помощью плоскопараллельной линзы из метаматериала с отрицательным показателем преломления – это инициировало сильный всплеск

* Вопрос о возможности создания плоскопараллельных линз рассматривал Р.А. Силин в статье [68].

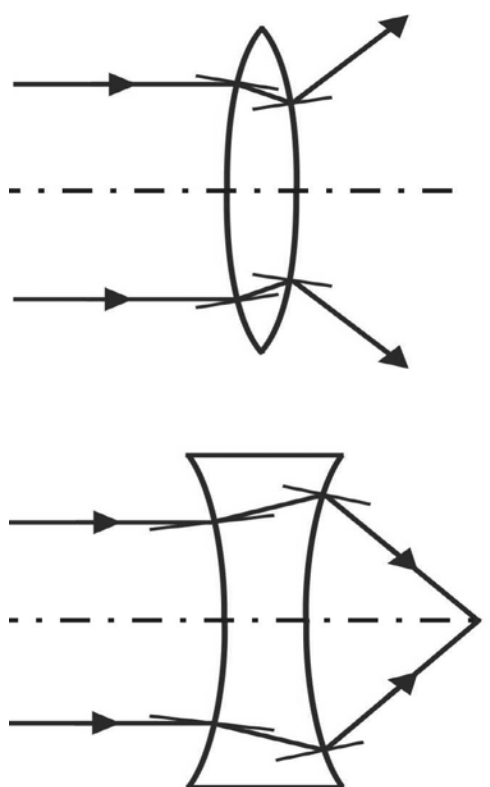


Рис. 3.1. Ход лучей через линзы из материала с отрицательным показателем преломления [2]

интереса к таким материалам [80]. Дж. Пендри назвал эту линзу совершенной или идеальной линзой (*perfect lens*). Её рассмотрим в разделе 6.1.

Эффект фокусировки излучения на частоте около 10 ГГц после прохождения через плоский образец из метаматериала с отрицательным преломлением наблюдался в работе [95]; структура метаматериала была аналогична представленной на рис. 2.9.

Рассуждая здесь о фокусировке излучения линзами из метаматериалов, неявно подразумевалось, что материал является однородным в том смысле, что его эффективные параметры (ϵ_{eff} , μ_{eff} и n_{eff}) не изменяются вдоль или поперёк распространения излучения. На самом деле, названные параметры

могут изменяться по различным направлениям (координатам). При этом различают материалы с однородными эффективными значениями электромагнитных параметров по одной или нескольким координатам и материалы с градиентным, т.е. плавным изменением параметров.

На градиентных материалах основана так называемая градиентная оптика* терагерцевого (оптического) и гигагерцевого (микроволнового) диапазонов. Такие материалы известны давно, и они с успехом применяются в антенной технике, световодах и как оптические покрытия [71,101-104]. Градиентные оптические среды встречаются в природе; пример – глазной хрусталик. После создания первых метаматериалов с постоянным значением

* В англоязычной литературе для n с градиентом – *graded index* используют акроним **GRIN**. Соответственно, для градиентной оптики используют термин “gradient-index optics” или “GRIN optics”.

показателя преломления были получены и градиентные метаматериалы [105-107].

В общем случае показатель преломления градиентных материалов $n(\mathbf{r}, z)$ зависит от радиус-вектора \mathbf{r} относительно оси вдоль распространения излучения и продольной координаты z . Соответственно, можно выделить материалы с поперечным и продольным градиентом относительно направления распространения излучения. Также можно говорить о размерности структур градиентных метаматериалов, которая определяется количеством координат, по которым наблюдается градиент ϵ_{eff} , μ_{eff} и n_{eff} . Соответственно, можно выделить **0D**, **1D**, **2D** и **3D** структуры.

У **0D** структуры отсутствует градиент по любой из координат, т.е. материал с такой структурой совершенно однороден. В реальной технологии получить идеальную **0D** структуру нельзя, но хорошим приближением можно считать случай, когда масштаб неоднородности Δn по амплитуде $\ll n$, а по длине $\ll \lambda$. Здесь нужно отметить, что композитные метаматериалы с дискретными включениями изначально имеют многомерную внутреннюю структуру, но если включения (метаатомы) образуют регулярную однородную решётку, а размеры метаатомов и период решётки $\ll \lambda$, то метаматериал ведёт себя как однородная **0D** среда.

3.1 Фокусировка излучения плоско-вогнутой линзой с отрицательным показателем преломления

В разделе 2.2 было показано, что клин из метаматериала с отрицательным показателем преломления отклоняет падающее излучение согласно закону Снеллиуса (*Snell's law*) с учётом отрицательного значения n ; это создаёт предпосылки для получения эффекта фокусировки излучения с помощью линзы с вогнутой поверхностью. В данном разделе обсудим функционирование подобной плоско-вогнутой линзы. Эта линза отличается от обычных знаком кривизны поверхности – обычные фокусирующие линзы с положительным показателем преломления должны иметь выпуклую поверхность. Также

обсудим, какими преимуществами обладают линзы с отрицательным показателем преломления.

Рассмотрим линзу, описанную в работе [108]. Она представляет собой сотовую (ячеистую) конструкцию, напоминающую ящик для хранения бутылок и изготовленную из плоских полос диэлектрика. Последний имеет толщину 0,0254 см, $\epsilon = 2.2$ и тангенс угла потерь 0,0009. На диэлектрике, который служит подложкой, по технологии печатных плат выполнены тонкослойные резонаторы (SRR) в виде сдвоенных квадратных колец с разрезами и проводники (рис. 3.2). Кольца и проводники расположены на противоположных сторонах подложки, напротив друг друга. Ширина проводников составляет 0,01 см, ширина колец – 0,035 см, радиальный промежуток между кольцами – 0,015 см, а азимутальный разрез в кольцах – 0,035 см. Резонаторы и проводники скомпонованы таким образом, что они образуют кубические 2D элементарные ячейки, длина ребра кубической ячейки составляет 0,251 см (рис. 3.2). Как обычно для метаматериалов, SRRs обеспечивают получение отрицательной эффективной магнитной проницаемости μ_{eff} , а проводники – отрицательной эффективной электрической проницаемости ϵ_{eff} .

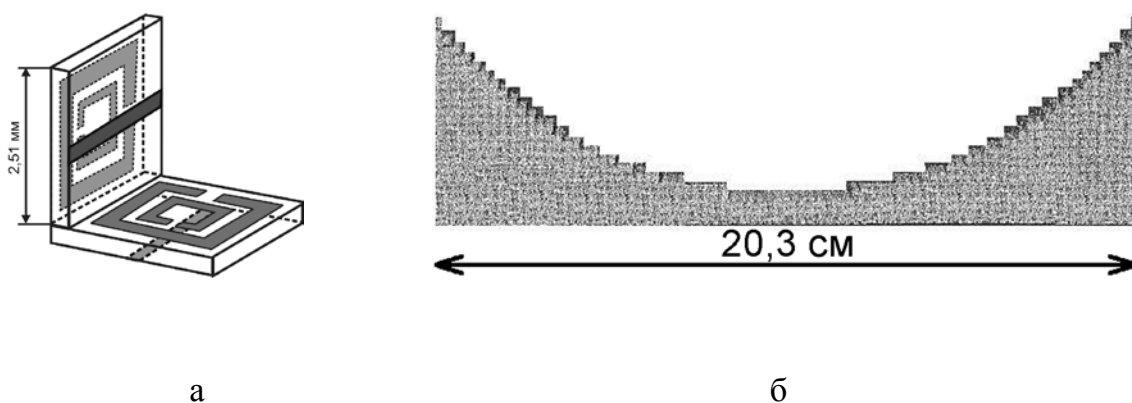


Рис. 3.2. Структуры элементарной ячейки 2D линзы с размерами 0,251 см вдоль рёбер (а) и плоско-вогнутой линзы, собранной из 2D элементарных ячеек (б). Апертура линзы – 20,3 см, радиус кривизны – 12 см, толщина вдоль оптической оси z изменяется от 0,75 до 6,0 см. Адаптировано из [108]

Линза имеет толщину в 4 ячейки в направлении оси x (по нормали к плоскости рис. 3.2) и изменяется по толщине в направлении распространения (z) для получения радиуса кривизны 12 см. Ось y на рис. 3.2 направлена по горизонтали. Проводники элементарных ячеек направлены вдоль оси x . Цилиндрическая 2D геометрия линзы была выбрана для того, чтобы можно было выполнить эксперимент в двухмерной измерительной камере. Это значительно сокращает количество измерений по сравнению с 3D геометрией для полной характеристики электрического поля волны, выходящей из линзы.

Схема установки для измерения характеристик плоско-вогнутой цилиндрической линзы показана на рис. 3.3.

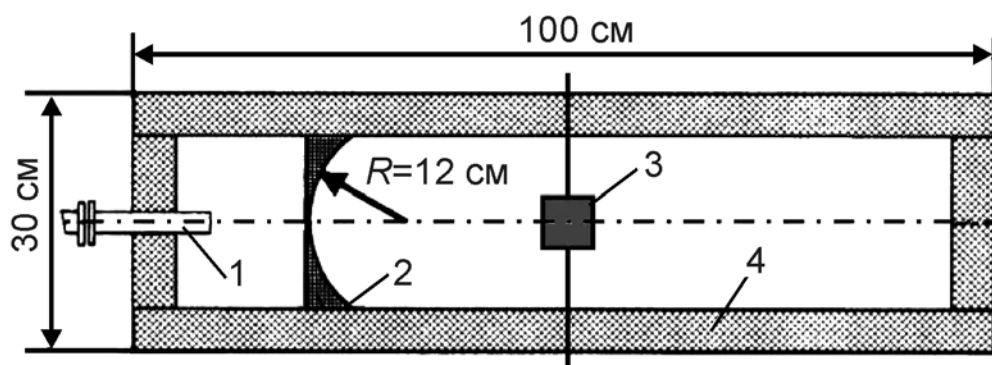


Рис. 3.3. Схема установки для измерения характеристик плоско-вогнутой цилиндрической линзы из метаматериала с отрицательным показателем преломления. 1 – волновод-излучатель, 2 – линза, 3 – зонд-детектор, 4 – поглотитель электромагнитного излучения. Адаптировано из [108]

Измерительная камера с помещённым в неё образцом линзы 2 представляет собой плоский волновод, образованный металлическими пластинами, параллельными плоскости рисунка. Электромагнитное излучение, выходящее из волновода 1 (типа WR90), распространяется вправо и регистрируется с помощью зонда-детектора 3, подключённого к автоматизированной системе сбора и накопления данных. Зонд может перемещаться между металлическими пластинами по двум координатам. С боковых сторон пространство, в котором распространяется излучение, ограничено стенками из поглотителя 4. Проводники элементарных

ячеек были электрически соединены с верхней и нижней заземлёнными пластинами измерительной камеры, так как было обнаружено, что заземление проводников линзы является критическим для получения отрицательного показателя преломления.

В [108] было проведено численное моделирование эксперимента с использованием двух известных компьютерных программ – CST MICROWAVE STUDIO и MAFIA, которые решали уравнения Максвелла для переменного поля конечно-разностным методом. При этом один код использовался для вычисления рассеивающих параметров элементарной ячейки (S_{11} и S_{21}), из которых восстанавливались значения n , волнового импеданса Z , ϵ_{eff} , и μ_{eff} . Численное моделирование ограничивалось одной ячейкой с соответствующими граничными условиями. Электрическое поле направлялось вдоль оси x (вдоль проводников), магнитное поле – вдоль оси y (по нормали к плоскости SRRs), а направление распространения волны вдоль оси z . Расчётная реальная часть показателя преломления на частоте 14,7 ГГц составляла $\text{Re}[n_z] = \text{Re}[-(\epsilon_x \mu_y)^{1/2}] = -1,31$ для структуры, показанной на рис. 3.2. Фокусная длина линзы равна 5,19 см при радиусе кривизны плоско-вогнутой линзы 12 см. С помощью второго кода рассчитывалось распределение электрического поля в измерительной камере, при этом учитывались наличие металлических пластин плоского волновода, боковых поглотителей и геометрия установки.

Первая серия экспериментов и расчётов была выполнена с пустой камерой, без линзы, вторая серия – с плоско-выпуклой линзой из стеклокерамики известной марки MACOR с положительным показателем преломления, а третья – с плоско-вогнутой линзой с отрицательным показателем преломления. На рис. 3.4 представлены результаты экспериментов. Отметим, что во всех случаях результаты экспериментов хорошо совпадали с расчётами.

В пустой камере не наблюдается фокусировка электромагнитного излучения, а характер распределения поля (рис. 3.4а) определяется интерференционными эффектами из-за отражений от стенок камеры.

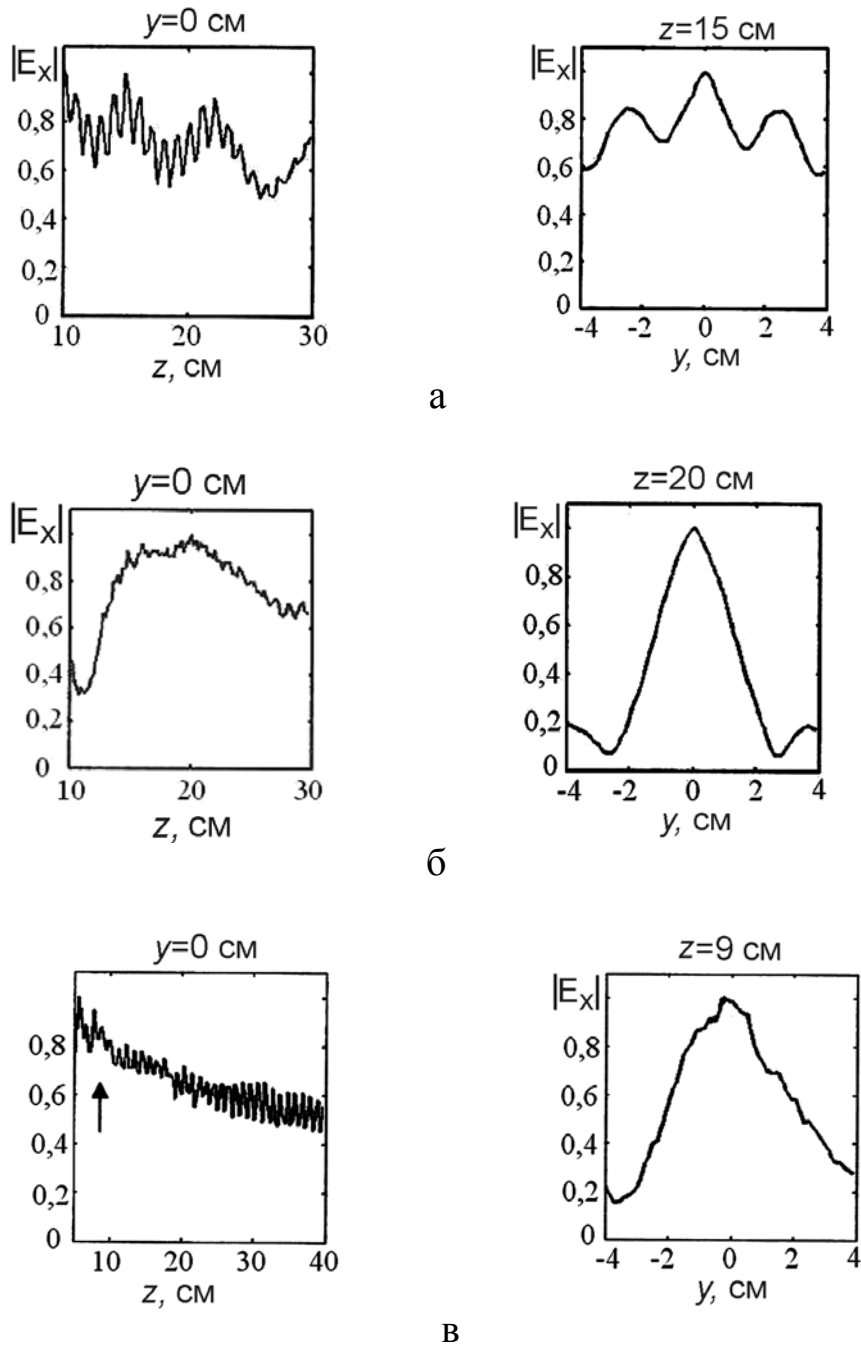


Рис. 3.4. Нормализованные экспериментальные распределения напряжённости электрического поля в камере на частоте 14,7 ГГц при отсутствии линзы (а), помещении в камеру плоско-выпуклой линзы из стеклокерамики марки MACOR с положительным показателем преломления (б) и плоско-вогнутой линзы с отрицательным показателем преломления (в). Адаптировано из [108]

В случае плоско-выпуклой стеклокерамической линзы эффект фокусировки выражен явно (рис. 3.4б). Координаты точки фокуса примерно соответствуют $y = 0$, $z = 20$ см. Показатель преломления для этой линзы на частоте 14,7 ГГц равен 2,23, радиус кривизны составляет $-12,0$ см, а соответствующая фокусная длина $f = 9,76$ см.

В случае плоско-вогнутой линзы с отрицательным показателем преломления эффект фокусировки также явно выражен (рис. 3.4в). Точка фокуса имеет координаты $y = 0$, $z \approx 9$ см (показана стрелкой на рис. 3.4в). Фокусная длина составляет 5,19 см на частоте 14,7 ГГц. Этот факт подтверждают результаты как эксперимента, так и численного моделирования.

Кроме того, работа линзы подчиняется законам геометрической оптики, которые дают близкое значение $z = 9,17$ см для точки фокусировки. Рассчитанные значения для тензоров диэлектрической и магнитной проницаемостей составляют: $\epsilon = (-1,27 - i0,291; 1; 1)$ и $\mu = (1; -1,33 - i0,562; -1,33 - i0,562)$ на частоте 14,7 ГГц. При расчёте предполагалось, что электрическое и магнитное поля выражаются через экспоненту $\exp[-i(nkz - \omega t)] = \exp(\beta + i\omega t)$. Отсюда следует, что реальная часть β в z -направлении (направлении распространения) равна $\text{Re}[\beta] = -1,30 \cdot z$ для значений ϵ и μ , указанных выше, и при выборе отрицательного значения для корня $n = \pm\sqrt{\epsilon\mu}$, то есть $n = -(\epsilon_x/\mu_y)^{1/2}$. Это, как и ожидалось, приводит к затухающей волне в материале с отрицательным показателем преломления. Данные измерений и их соответствие результатам моделирования подтверждают, что линза обладает отрицательным показателем преломления.

Таким образом, плоско-вогнутая линза с отрицательным показателем преломления может быть реально осуществлена, и она имеет более сильные фокусирующие свойства, чем плоско-выпуклая линза с тем же радиусом кривизны, но с положительным показателем преломления. Так, при радиусах кривизны 12 см первая линза имеет фокусную длину 5,19 см, а вторая – 9,76 см. Или, например, первая линза допускает радиус кривизны в 3 раза больший, чем вторая линза при одинаковой

фокусной длине (в этом случае у плоско-вогнутой линзы $n = -2$, а у плоско-выпуклой линзы $n = +2$) [108]*. В результате, линзы с отрицательным показателем преломления должны иметь меньшие aberrации.

В работе [109] был проведён анализ aberrаций Зайделя (сферической, кома, астигматизм, искривление поля и дисторсия) у тонких сферических линз, выполненных из материала с отрицательным показателем преломления. Было показано, что благодаря расширенному диапазону значений n и его отрицательной величине достигается снижение или устранение большинства видов aberrаций, что нельзя реализовать в случае применения материалов только с положительным n . Это должно способствовать получению отличных фокусирующих свойств новых линз.

Кроме того, можно минимизировать отражение излучения от линз, поскольку их можно спроектировать таким образом, чтобы их импеданс Z был равен импедансу свободного пространства. Наконец, благодаря сотовому методу сборки этих линз, они могут иметь меньшую массу (приблизительно в 10 раз), чем линзы из сплошного материала.

3.2 Метаматериалы с градиентом показателя преломления

Как уже отмечалось в начале этой главы, при описании свойств электромагнитных материалов обычно предполагается, что они имеют примерно постоянные по всему объёму материала значения эффективных диэлектрической ϵ_{eff} и магнитной μ_{eff} проницаемостей и показателя преломления n_{eff} . Такие материалы называют однородными. Однако можно преднамеренно изменять значения ϵ_{eff} , μ_{eff} и n_{eff} по одной или нескольким координатам и получать неоднородные материалы. Изменения могут носить резкий, ступенчатый характер или плавный, градиентный характер. Первый вариант изменений в случае обычных материалов с положительными значениями ϵ , μ , и n реализуется в многослойных интерференционных покрытиях на оптических

* См. также рис. 3.9.

деталей и ступенчатых согласующих устройствах СВЧ. Вторым вариантом изменений в случае тех же материалов реализуется в ранее упомянутой градиентной оптике, например, в линзах и световодах с вариацией показателя преломления по радиусу или в оптических покрытиях с вариацией, как по радиусу, так и по оси, либо это могут быть согласующие устройства СВЧ с плавным изменением импеданса. По ориентации градиента относительно волнового вектора \mathbf{k} (направления распространения волны) выделяют случаи продольного (осевого) градиента ($\text{grad} \parallel \mathbf{k}$) и поперечного (радиального) градиента ($\text{grad} \perp \mathbf{k}$), а также случай произвольной взаимной ориентации.

Создание метаматериалов с неоднородным распределением ϵ_{eff} , μ_{eff} и n_{eff} открывает беспрецедентные возможности для управления свойствами среды, в которых распространяются электромагнитные волны, и для получения новых эффектов. Чтобы иллюстрировать сказанное, рассмотрим характеристики линз, выполненных из градиентных метаматериалов.

Получение градиентного метаматериала

Рассматриваемые до настоящего момента метаматериалы представляют собой композиты в виде периодических пространственных металлических решёток, состоящих из проводящих дискретных элементов (их часто называют элементарными ячейками, иногда метаатомами или метачастицами), которые имеют размер и расстояние между собой меньше интересующей нас длины волны [18]. Форма и параметры повторяющихся элементов определяют коллективную электромагнитную реакцию, которая может быть аппроксимирована наличием электрического или магнитного резонанса. Применение теории эффективной усреднённой среды ко всему композиту с периодической структурой позволяет получить описание в терминах объёмных изотропных или анизотропных материальных параметров ϵ_{eff} , μ_{eff} и n_{eff} .

Таким образом, одна из первых задач, которую приходится решать при разработке метаматериала – выбор конфигурации повторяющихся элементов – элементарных ячеек или метаатомов.

Обычным примером такого выбора является резонатор из двух концентрических квадратных колец с разрезами (*split ring resonator* или *SRR-резонатор*, или *SRR-ячейка*) [105], показанный на рис. 3.5. Единичный резонатор реагирует на внешнее электромагнитное поле, проявляя главным образом резонансную магнитную реакцию, а среда, составленная из периодически повторяемых резонаторов, может быть приблизительно охарактеризована следующей зависящей от частоты эффективной проницаемостью μ^* :

$$\mu(\omega) = 1 - \frac{F\omega^2}{(\omega^2 - \omega_r^2) + i\omega\gamma}, \quad (3.1)$$

где ω_r – резонансная частота, определяемая геометрией SRR-ячейки, γ – демпфирование и F – коэффициент заполнения пространства резонаторами. Данный вид резонаторов является анизотропным элементом, так что μ в уравнении (3.1) относится только к случаю ориентации магнитного компонента электромагнитного поля перпендикулярно плоскости резонаторов по оси x , электрического компонента – вдоль оси y , а волнового вектора – вдоль оси z (см. рис. 3.5). Тогда только μ_x и ϵ_y определяют характеристики распространения волны.

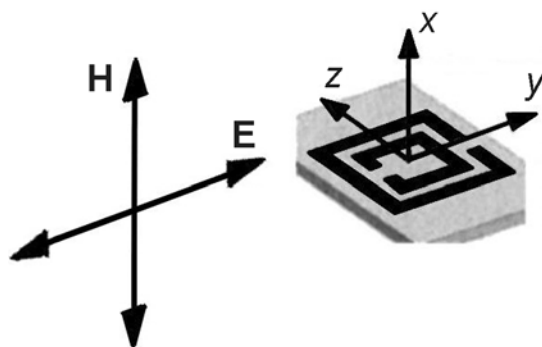


Рис. 3.5. Элементарная SRR-ячейка. Чёрные полоски – тонкие слои металла, образующие SRR-резонатор на поверхности диэлектрической подложки в виде пластины. Адаптировано из [105]

* С целью сокращения текста мы обычно опускаем индекс “*eff*” в обозначениях эффективных значений ϵ_{eff} , μ_{eff} и n_{eff} .

Эффективная ϵ_y рассматриваемой среды также является дисперсионной, т.е. является функцией частоты, но её зависимость от ω незначительна на частотах далёких от ω_r , поэтому ϵ_y можно аппроксимировать постоянной величиной при малом размере резонаторов. Отметим, что композитная среда из SRR-ячеек на самом деле ведёт себя более сложным образом: она является бианизотропной, требуя для своего описания большего набора параметров, а не только компонентов μ_x и ϵ_y тензоров проницаемостей, которые мы здесь используем. Однако если ограничиться указанными выше направлениями поляризации и распространения волны относительно осей SRR-ячеек (рис. 3.5), то остальные компоненты перекрёстного взаимодействия будут незначительными.

Очевидно, что если метаматериал построен из повторяющихся идентичных ячеек, то получающуюся среду можно считать однородной в том смысле, что усреднённая электромагнитная реакция не изменяется вдоль материала. Однако здесь рассматривается метаматериал [105], в котором показатель преломления изменяется вдоль направления, перпендикулярного к направлению распространения, за счёт введения небольшого изменения в свойства каждой последующей SRR-ячейки. Изменения в ячейках выбираются таким образом, чтобы имел место относительно постоянный градиент в показателе преломления вдоль выбранного направления. Известно, что поперечный градиент показателя преломления вызывает отклонение волны в сторону меньшего набега (приращения) фазы волны при её прохождении через неоднородный материал [27]. Используя это свойство, можно выявить наличие градиента экспериментами по отклонению луча, что и сделано в работе [105], которая будет обсуждаться ниже.

Определим приращение фазы волны, распространяющейся в среде. В изотропной среде изменение фазы на длине пути волны l составляет $n(\omega)kl$, здесь постоянная распространения (модуль волнового вектора) $k = \omega n(\omega)/c$. Для анизотропной SRR-среды можно также применить обычное изотропное определение эффективного $n(\omega) = \sqrt{\epsilon(\omega)\mu(\omega)}$, где $\mu(\omega)$ определяется

уравнением (3.1), а $\varepsilon(\omega)$ – приблизительно постоянная величина, при условии наложения на поляризацию описанного выше ограничения. Численный расчёт дисперсионной характеристики отдельно взятого резонатора (взаимозависимости частоты и приращения фазы $\Delta\phi$ при прохождении волной одной SRR-ячейки) выявил ожидаемую резонансную форму [105]. Имеются две ветви распространяющихся мод, разделённых запрещённой полосой частот. Более низкая ветвь начинается на нулевой частоте и оканчивается на ω_r с приращением фазы на 180° . Следующая ветвь начинается на частоте $\omega_{mp} = \omega_r / \sqrt{1-F}$ [11]. Постоянная распространения k может быть определена по формуле $k = \Delta\phi/d$, где d – размер элементарной ячейки.

Резонансная частота ω_r довольно ощутимо зависит от геометрических параметров и локального диэлектрического окружения вокруг SRR-ячейки [11]. Поскольку $\mu(\omega)$ сильно зависит от ω_r [см. уравнение (3.1)], относительно малые изменения в повторяемой элементарной SRR-ячейке могут привести к существенным изменениям в эффективной магнитной проницаемости композитной среды, особенно вблизи резонанса. Изменение в показателе преломления $n(\omega) = \sqrt{\varepsilon(\omega)\mu(\omega)}$ при изменении резонансной частоты можно рассчитать, используя (3.1). Пренебрегая (для упрощения) потерями и полагая, что $\varepsilon(\omega) = 1$, поскольку изменение диэлектрической проницаемости в интересующем нас диапазоне частот приводит только к перемасштабированию дисперсионных кривых, получаем следующие зависимости $n(\omega)$. На низких частотах ($\omega \ll \omega_r$) показатель преломления изменяется линейно при малых изменениях резонансной частоты:

$$\Delta n \sim \frac{\omega^2}{\omega_r^3} \Delta\omega_r. \quad (3.2)$$

В случае высоких частот ($\omega \gg \omega_r$):

$$\Delta n \sim -\frac{\omega_r}{\omega^2} \Delta\omega_r. \quad (3.3)$$

Принимая $\Delta\omega_r / \omega_r \ll 1$ и игнорируя члены более высокого порядка, мы видим, что в модельной системе, описываемой уравнением (3.1), градиент увеличивается пропорционально квадрату частоты для $\omega \ll \omega_r$ и уменьшается обратно пропорционально квадрату частоты для $\omega \gg \omega_r$.

Как было сказано, существование метаматериала с постоянным градиентом n в направлении, перпендикулярном к направлению падающего излучения, может быть экспериментально подтверждено наблюдением за отклонением луча пластиной из такого метаматериала. Перед рассмотрением результатов измерения отклонения луча, падающего на плоский образец метаматериала с линейным изменением n , рассчитаем это отклонение. Для этого рассмотрим два разнесённых луча с нормальным падением на пластину с постоянным поперечным градиентом показателя преломления толщиной t , как показано на рис. 3.6. Лучи приобретут различные приращения фаз, когда они проходят через пластину. Примем, что эти два луча входят в неё в точках x и $x+\Delta x$ на передней поверхности, тогда приобретённая разность фаз двух лучей, пересекающих пластину, составляет

$$\Phi(x+\Delta x) - \Phi(x) \sim kt \frac{dn}{dx} \Delta x, \quad (3.4)$$

и должна быть равна набегу фазы на пути длиной L , см. рис. 3.6.

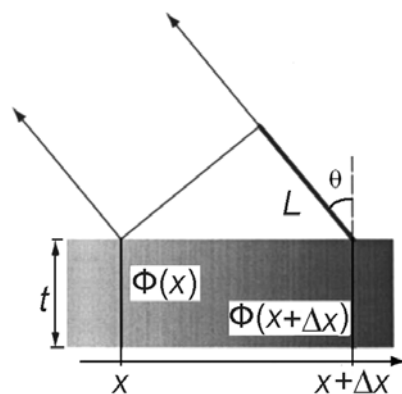


Рис. 3.6. Схема отклонения волны структурой, показатель преломления которой имеет постоянный поперечный градиент. Затенение образца указывает на наличие градиента в показателе преломления: более светлая часть соответствует более низкому значению показателя преломления. Адаптировано из [105]

Отсюда получаем выражение для синуса угла отклонения луча θ на выходе из пластины:

$$\sin\theta \sim t \frac{dn}{dx} = t \frac{dn}{d\omega_r} \frac{d\omega_r}{d\delta} \frac{d\delta}{dx}, \quad (3.5)$$

которое показывает, что в материале с постоянным пространственным градиентом показателя преломления лучи отклоняются однородно. Здесь резонансная частота SRR-ячейки зависит от $\delta(x)$ – глубины среза диэлектрика вокруг ячейки, которая является функцией расстояния x вдоль пластины.

Этот упрощённый анализ применим непосредственно к тонким пластинам, иначе фазовые фронты не будут однородными внутри материала. Отметим, что $\Phi(x)$ – фазовый сдвиг поперёк пластины произвольной толщины. Если её толщина составляет одну элементарную ячейку, то фазовый сдвиг будет равен $\Delta\phi$, который был отнесён к одной SRR-ячейке.

Можно разными способами модифицировать SRR-ячейки или их окружение для изменения ω_r . В данном случае [105] изменяли глубину среза материала диэлектрической подложки вокруг резонаторов. Этот способ совместим с методом изготовления образцов, при котором резонаторы “рисуются” на покрытых медью диэлектрических подложках печатных плат с помощью микрофрезерного станка с цифровым управлением. Удаление диэлектрического материала с подложки вокруг резонаторов изменяет местную диэлектрическую среду вокруг них и вызывает изменение резонансной частоты.

Другие технологические подходы к достижению аналогичного результата представлены далее в разделе 3.3 и разделе 4.

При изготовлении линейной решётки из SRR-ячеек, в которой глубина среза подложки является линейной функцией номера SRR-ячейки, величина ω_r также будет возрастать как линейная функция номера ячейки; то есть ω_r будет линейной функцией координаты. Введя эти соотношения в уравнения (3.2) и (3.3), можно увидеть, что градиент показателя преломления будет приблизительно постоянным на разных координатах, по крайней мере, на частотах достаточно далёких от ω_r .

Для проведения экспериментов были изготовлены образцы метаматериала, моделирующие плоскопараллельную пластину, показанную на рис. 3.6. Структура метаматериала представляла собой решётку из диэлектрических полосок, скреплённых крест-накрест наподобие перегородок в ящике для хранения бутылок с квадратными ячейками (рис. 3.7).

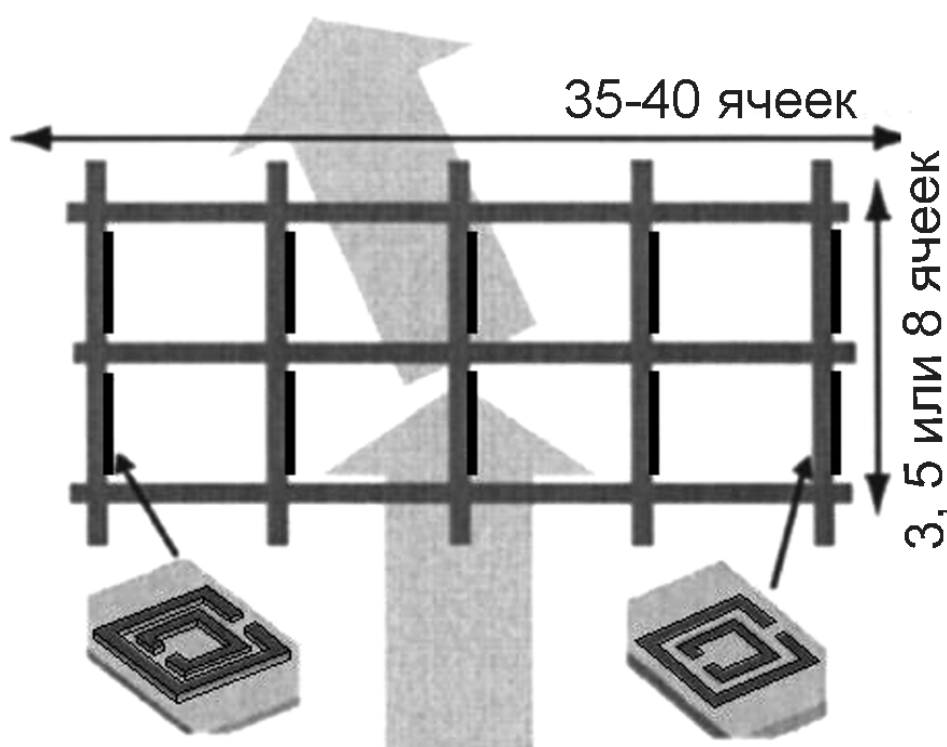


Рис. 3.7. Схематическое изображение (вид сверху) образца метаматериала с градиентом показателя преломления. Образец состоит из полосок печатных плат, содержащих “выфрезерованные” из слоя меди SRR-резонаторы. Приходящая и отклонённая волны показаны широкими стрелками. Вектор электрического поля приходящего излучения ортогонален плоскости рисунка, а вектор магнитного поля направлен вдоль осей SRR-резонаторов. Их расположение обозначено тёмными линиями на полосках печатных плат. Изображения резонаторов на вставках внизу рисунка показывают, что глубина среза диэлектрика δ возрастает справа налево; такое же направление имеет градиент резонансной частоты $\text{grad } \omega_r$. Адаптировано из [105]

Полоски-подложки с односторонней медной металлизацией, из которой были выфрезерованы резонаторы, имели длину в три или пять элементарных SRR-ячеек и ширину 10 мм. По ширине полосок-подложек (перпендикулярно плоскости рис. 3.7) было размещено 3 резонатора. Материал подложки – FR4, $\epsilon \sim 3,8$, толщина меди – 0,017 мм.

При обработке каждой последующей полоски-подложки глубина погружения фрезы в материал подложки увеличивалась на 6 мкм, пока она не стала примерно равна толщине подложек (0,25 мм). В подложках делались щелевые разрезы, и они в количестве 35-40 штук скреплялись вместе посредством поперечных диэлектрических полосок без металлизации, как показано на рис. 3.7. Расстояние между полосками-подложками (по горизонтали на рис. 3.7) составляло 5 мм. Размер элементарной SRR-ячейки вдоль распространения волны (по вертикали на рис. 3.7) также составлял 5 мм, а по ширине подложек (по нормали к плоскости рис. 3.7) – 3,33 мм. Глубина среза подложек увеличивались слева направо в решётке метаматериала, показанного на рис. 3.7.

Испытание градиентного метаматериала

Частота резонанса каждой индивидуальной подложки с резонаторами была измерена с помощью микроволнового спектрометра с угловым разрешением [105]. Измерения показали, что диапазон резонансных частот составлял 11,5-13,5 ГГц, а сама величина ω_r резонаторов на отдельных полосках-подложках повышалась приблизительно пропорционально увеличению глубины среза материала до 0,24 мм. Это означает, что ω_r повышалась справа налево в образце метаматериала, показанного на рис. 3.7, по линейному закону.

Для подтверждения наличия градиента показателя преломления в метаматериале его образцы были протестированы с помощью указанного спектрометра. Эксперимент выполнялся в плоском волноводе, т.е. двумерной геометрии, в которой электрическое поле было поляризовано между двумя проводящими (алюминиевыми) пластинами. Экспериментальная

установка была похожей на представленную на рис. 3.3. Для этого на переднюю поверхность образца (как показано широкой стрелкой на рис. 3.7) направлялся по нормали микроволновый луч, а проходящая через образец мощность измерялась на радиусе 40 см как функция угла отклонения луча.

Сравнение измеренных и расчётных углов отклонения на разных частотах представлено на рис. 3.8 для градиентного метаматериала толщиной в восемь ячеек в направлении распространения волны (составленного из полосок-подложек длиной в 3 и 5 ячеек).

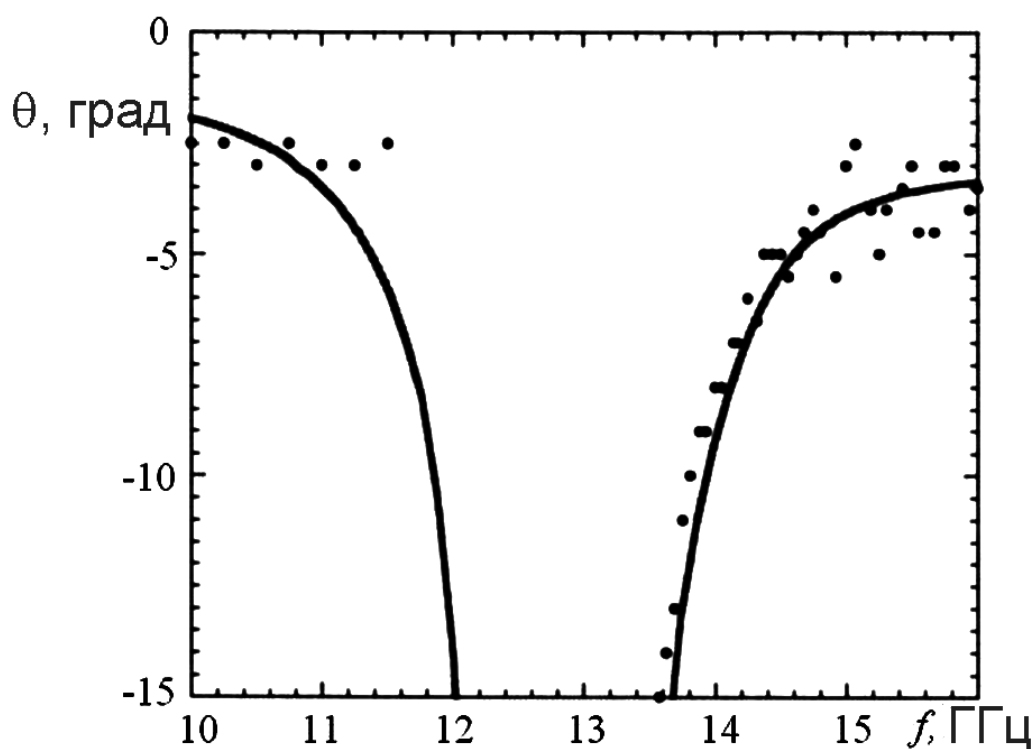


Рис. 3.8. Измеренные (чёрные кружки) и рассчитанные (кривые линии) углы отклонения луча после прохождения через образец градиентного метаматериала на основе SRR-резонаторов толщиной в 8 ячеек. Частотный интервал между кривыми соответствует запрещённой зоне. Адаптировано из [105]

Превосходное согласие экспериментальных и расчётных данных свидетельствует о правильном понимании физики функционирования градиентного метаматериала и точности процесса изготовления его образцов. Согласие также является

свидетельством того, что даже единичная элементарная SRR-ячейка может считаться имеющей хорошо определённый показатель преломления, поскольку полученный эффект зависит от показателя преломления, который контролируемо изменяется от ячейки к ячейке в пределах всей структуры метаматериала.

Таким образом, полученные данные подтверждают реальность создания градиентных метаматериалов с хорошо определёнными свойствами. В данном случае был использован линейный градиент показателя преломления, который привёл к эффекту однородного отклонения луча под углом, определяемым параметрами структуры метаматериала. Разработанный метаматериал является пространственной решёткой, составленной из SRR-резонаторов, электромагнитными свойствами которых и всего материала в целом достаточно просто управлять, изменяя геометрические параметры, в данном случае глубиной среза диэлектрика вокруг SRR-ячейки.

Очевидное применение метаматериала с градиентом показателя преломления – линзы из градиентного материала. Параболическое распределение показателя преломления (в отличие от линейного) в пластине из метаматериала по координате, перпендикулярной к направлению распространения волны, приводит к структуре, которая уже способна фокусировать излучение, а не просто его отклонять. В следующем разделе мы рассмотрим этот вопрос.

3.3 Градиентные фокусирующие линзы

Назовём эти линзы для краткости GRIN-линзами.* В качестве примеров таких линз из материалов с положительным показателем преломления можно упомянуть стержневые стеклянные линзы с радиальным градиентом n , используемые на оптических частотах, и линзы Люнеберга (Luneberg's lenses), используемые на микроволновых частотах [27 (с. 176), 71 (с. 52-64), 101]. Градиент n в стержневых линзах создаётся с помощью термической диффузии легирующей примеси в

* В англоязычной литературе линзу, выполненную из материала с градиентом показателя преломления, именуют словосочетанием “GRIN-lens”.

оптическое стекло. Этот процесс может привести только к слабым изменениям показателя преломления (меньше, чем на 0,2) и пригоден для стержней малого диаметра (до 1 см). Сферические или полусферические линзы Люнеберга требуют изменения показателя преломления в довольно широком диапазоне значений n (от 1 до 2) и могут быть осуществлены в виде устройств со ступенчатым изменением показателя преломления без специфического ограничения размера. Обе GRIN-линзы используют градиент только диэлектрической проницаемости, поэтому согласование импеданса линз с окружающей средой возможно в ограниченном диапазоне.

Указанные проблемы потенциально могут быть преодолены с помощью GRIN линз, выполненных из материала с отрицательным n : во-первых, достигается более широкий диапазон варьирования величины показателя преломления $n = (\epsilon\mu)^{1/2}$ вследствие независимого управления значениями ϵ и μ ; во-вторых, может использоваться не только градиент ϵ , но и градиент μ при одновременном согласовании импедансов материала линзы $Z = (\mu/\epsilon)^{1/2}$ и окружающей среды. Последнее снижает потери, вызванные отражением излучения от поверхности линзы.

Преимущества линз (обычной конфигурации с профилированной поверхностью и плоских градиентных), выполненных из метаматериалов, уже подтверждены на практике. В разделе 3.1 была рассмотрена линза с профилированной поверхностью. В данном разделе рассмотрим плоские градиентные линзы.

Вначале обсудим характеристики GRIN-линзы в виде пластины из материала с изменением по квадратичному закону отрицательного показателя преломления в y -направлении, перпендикулярном к направлению распространения излучения z [106]. Принципиальное преимущество GRIN-линзы – её однотолщинность, которая в среднем меньше толщины профилированных линз с постоянным показателем преломления, как наглядно показано на рис. 3.9, где представлены GRIN-линза ($n = -1,0 \dots -2,6$), NIM-линза из материала с отрицательным показателем преломления ($n = -1,0$) и PIM-линза из материала с

положительным показателем преломления ($n = 2,0$), имеющих фокусную длину 5,4 см.

Толщину GRIN-линзы определяет набор из пяти элементарных ячеек в направлении распространения. Эта толщина меньше длины волны падающего электромагнитного излучения на частоте ~ 17 ГГц, используемого для проверки линзы, что уменьшает потери при прохождении излучения и потенциально способствует получению более высококачественных изображений.

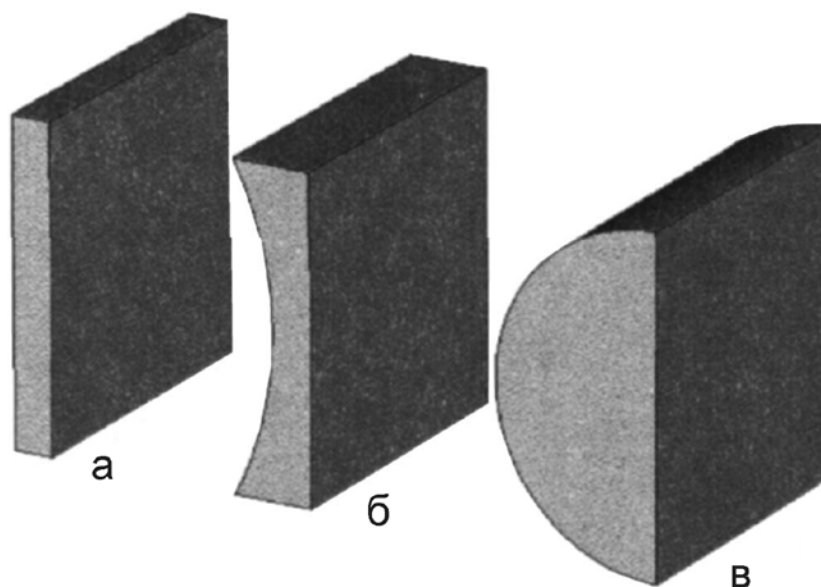


Рис. 3.9. Фокусирующие линзы: (а) – GRIN-линза ($n = -1,0 \dots -2,6$), (б) – NIM-линза ($n = -1,0$), (в) – PIM-линза ($n = 2,0$). Фокусная длина линз – 5,4 см. Заметим, что GRIN-линза тоньше, чем NIM- и PIM-линзы. Адаптировано из [106]

Для рассматриваемой GRIN-линзы был выбран закон изменения показателя преломления $n(y) = n_0 + n_2 y^2$, где $n_0 = -1,0$, а $n_2 = -0,07$. Значения n_0 и n_2 подбирались опытным путём для получения заданной фокусной длины линзы 5,4 см [106]. Для этого численно решались уравнения геометрической оптики. На рис. 3.10 представлены: а - профиль изменения $n(y)$ вдоль оси y и б - траектории лучей, проходящих справа налево через GRIN-линзу.

Для практической реализации GRIN-линзы профиль изменения показателя преломления $n(y)$ был аппроксимирован

ступенчатой функцией, показанной штриховой линией на рис. 3.10а. Ступеньки отличались набором одинаковых элементарных ячеек, которые в свою очередь представляли собой комбинацию SRR-резонаторов типа разрезанного кольца и линейных проводников. Образец ячейки представлен на рис. 3.11, она аналогична элементарной ячейке метаматериала, ранее показанной на рис. 3.2.

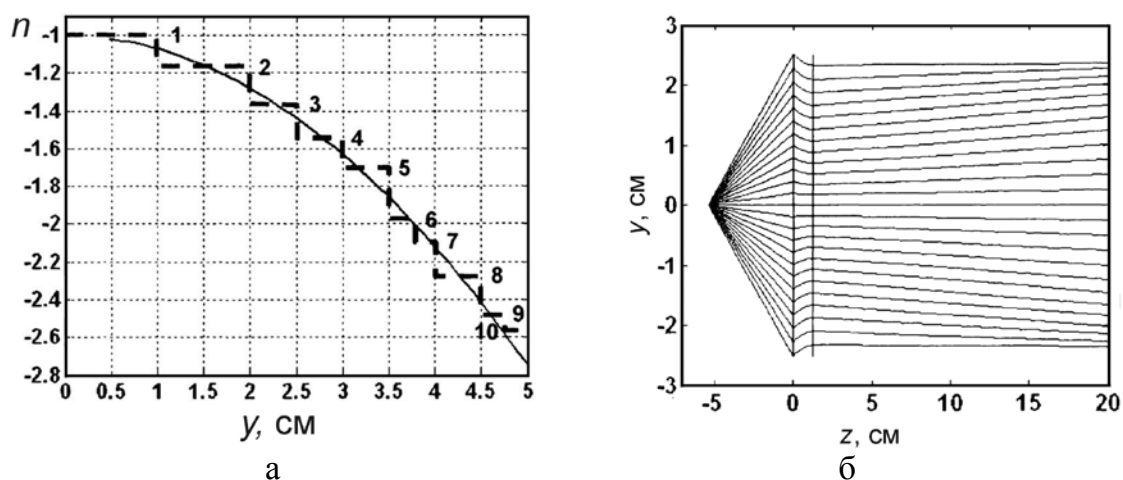


Рис. 3.10. (а) – профиль изменения показателя преломления (сплошная линия) и его аппроксимация (штриховая линия) в GRIN-линзе; (б) – траектории лучей, рассчитанные по законам геометрической оптики для гладкого профиля показателя преломления, представленного на левом рисунке (см. также рис. 3.1, где показан характер преломления лучей на границе PIM-и NIM-сред). Адаптировано из [106]

Способ изготовления SRR-резонаторов и линейных проводников из медной фольги на обеих сторонах диэлектрических подложек (Rogers 5880) заимствован из технологии печатных плат, а сборка метаматериала для GRIN-линзы описана в разделе 3.1 с тем добавлением, что пустоты в метаматериале были заполнены пенопластом (Rohacell) [106]. Длина рёбер всех ячеек (X , Y , Z) составляла 2,51 мм. SRR резонатор и линейный проводник имели следующие размеры для получения $n = -1,0$: разрез в кольце – 0,015 мм, ширина проводника кольца – 0,300 мм, длина кольца – 2,000 мм вдоль внешней стороны, ширина проводника – 0,100 мм.

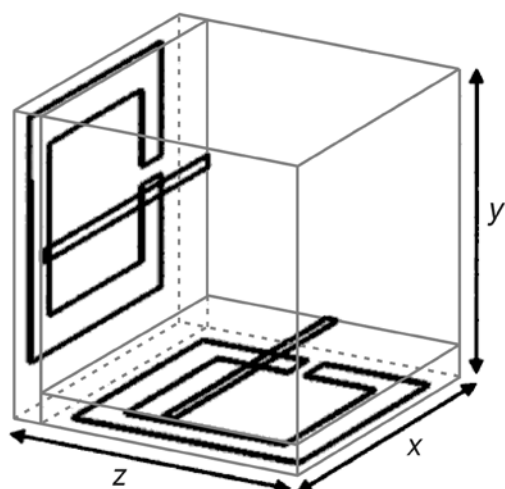


Рис. 3.11. Элементарная ячейка для GRIN-линзы

Для получения заданного профиля изменения показателя преломления применялась следующая методика [106]. Конструктивные параметры для ячейки с $n = -1.0$ (разрез в кольце, ширина кольца, боковая длина кольца и ширина линейного проводника) умножались на коэффициент α , имеющем значения 1,00; 0,99; 0,98; 0,97; и 0,96. Затем были рассчитаны электродинамические параметры ячеек при разных значениях α , из

которых восстанавливались значения показателя преломления n , импеданса Z , диэлектрической проницаемости ϵ и магнитной проницаемости μ . Восстановленные значения n и Z на частоте $\sim 17,0$ ГГц были построены в виде графиков зависимостей от α . Из этих графиков были определены необходимые значения α , соответствующие десяти ступенькам в профиле показателя преломления, показанного на рис. 3.10а. Значения n изменялись в диапазоне приблизительно от $-1,0$ до $-2,6$, а значения Z составляли $1,0 \pm 0,3$, что обеспечивало хорошее согласование импедансов линзы и свободного пространства. Множество элементарных ячеек были собраны вместе для образования плоской GRIN-линзы, имеющей приблизительные размеры $x_{\text{макс}} = 127$ мм, $y_{\text{макс}} = 100$ мм и $z_{\text{макс}} = 12,5$ мм.

Фокусирующие свойства собранной GRIN-линзы исследовались численно и экспериментально [106]. При моделировании распределения электрического поля E_x метаматериал линзы рассматривался как сплошная среда с эффективными значениями ϵ и μ , имеющая десять ступенек в профиле изменения показателя преломления $n(y)$ вдоль оси y . Отрицательный показатель преломления моделировался с использованием дисперсионного соотношения Лорентца (Lorentz), так чтобы на частоте $\sim 17,0$ ГГц у линзы был бы

желаемый показатель преломления в различных точках координаты y . Используемое дисперсионное соотношение Лорентца имеет вид:

$$\varepsilon = \varepsilon_h + (\varepsilon_s - \varepsilon_h) \omega_0^2 / (\omega_0^2 + i2\pi\omega f_d - \omega^2),$$

где ε_h – высокочастотная относительная проницаемость, ε_s – относительная проницаемость на частоте $\omega = 0$, ω_0 – резонансная частота, f_d – коэффициент демпфирования. Предполагается согласованность импедансов, т.е. импеданс был равен $Z = 1$, что означает $\varepsilon = \mu$.

Для проведения экспериментов использовалась установка, аналогичная показанной на рис. 3.3. Применялся рупорный излучатель, удалённый на 150 см от передней поверхности линзы; электромагнитный луч расходился приблизительно на 6° .

На рис. 3.12 приведены результаты моделирования и измерений фокусирующих свойств GRIN-линзы.

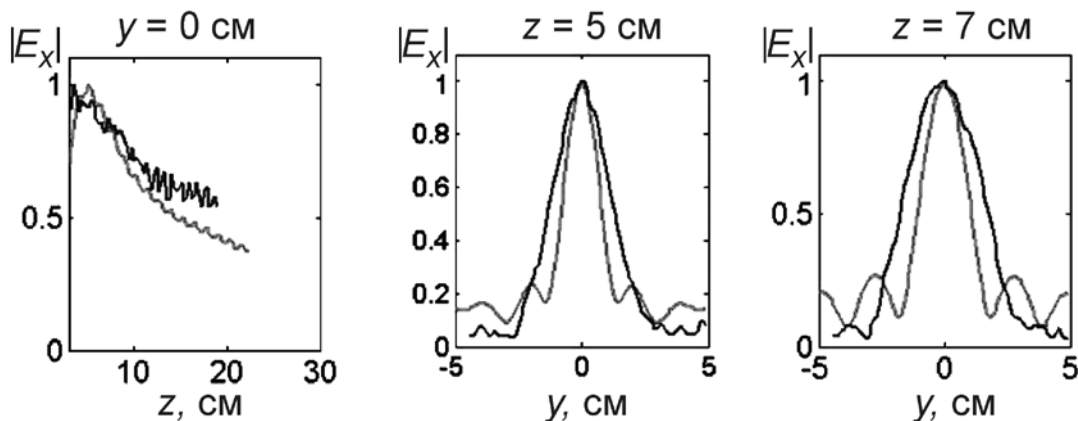


Рис. 3.12. Нормализованные экспериментальные (сплошные кривые) и расчётные (штриховые кривые) распределения электрического поля $|E_x|$, полученные при освещении приблизительно плоской волной через GRIN-линзу на частоте 17,0 ГГц. Адаптировано из [106]

Отметим, во-первых, однозначное проявление таких свойств у линзы, выполненной из градиентного метаматериала; во-вторых, местонахождение фокальной области линзы определяется приблизительно в 5-6 см (на частоте ~ 17 ГГц) от центра линзы, что хорошо согласуется с результатами вычислений по законам

геометрической оптики для линзы с гладким профилем изменения показателя преломления (ср. рис. 3.12 с рис. 3.10); в-третьих, хорошее соответствие расчётных и экспериментальных данных для распределения электрического поля E_x . Таким образом, даже при десятиступенчатой аппроксимации гладкого профиля изменения показателя преломления в направлении, перпендикулярном к направлению распространения луча, можно получить хорошие фокусирующие свойства плоской GRIN-линзы.

Теперь рассмотрим фокусировку излучения с помощью плоской GRIN-линзы, также составленной из элементарных ячеек на основе линейных проводников и SRR-резонаторов, но выполненных по несколько иному методу [107]. Этот метод также основан на технологии печатных плат, но в нём используется многослойная система из диэлектрических подложек (плат), а части SRR резонаторов выполнены как из фольги на поверхности плат, так и из металла, осаждённого в отверстиях плат. В результате получается монолитная структура, гораздо более технологичная и менее дорогая, чем ранее рассмотренная структура из скреплённых крест-накрест печатных плат. Подробно этот метод изготовления метаматериала описан в разделе 4.

На рис. 3.13 представлена структура плоской линзы и конфигурация элементарных ячеек. Она представляет собой плоский диск с изменением показателя преломления по радиусу r от $-0,97$ в центре до $-2,67$ на краю. При проектировании линзы на основании результатов математического моделирования предполагалось получение следующей вариации ϵ , μ и n [107]:

$$\epsilon(r, \omega) = \mu(r, \omega) = n(r, \omega) = -0,97 - 7,30r^2 + 0,18r^4.$$

При такой вариации диск толщиной 2 мм и диаметром 30 см ведёт себя как линза $f/9^*$. Эта вариация также обеспечивает получение постоянного импеданса метаматериала $Z = (\mu/\epsilon)^{1/2} = 1$, согласующегося с импедансом свободного пространства.

* Здесь число 9 является так называемым числом F , которое обратно светосиле линзы ($F = f/d$, где f – фокусное расстояние линзы, d – приёмный диаметр линзы), см. также [27 (с. 216)].

Радиус линзы, т.е. диапазон варьирования $n(r, \omega)$, был разбит на 50 шагов; на каждом шаге располагались элементарные ячейки с соответствующими значениями $\epsilon(r, \omega)$, $\mu(r, \omega)$, $n(r, \omega)$. Для аппроксимации заданного распределения этих параметров по радиусу потребовалось около 8000 ячеек.

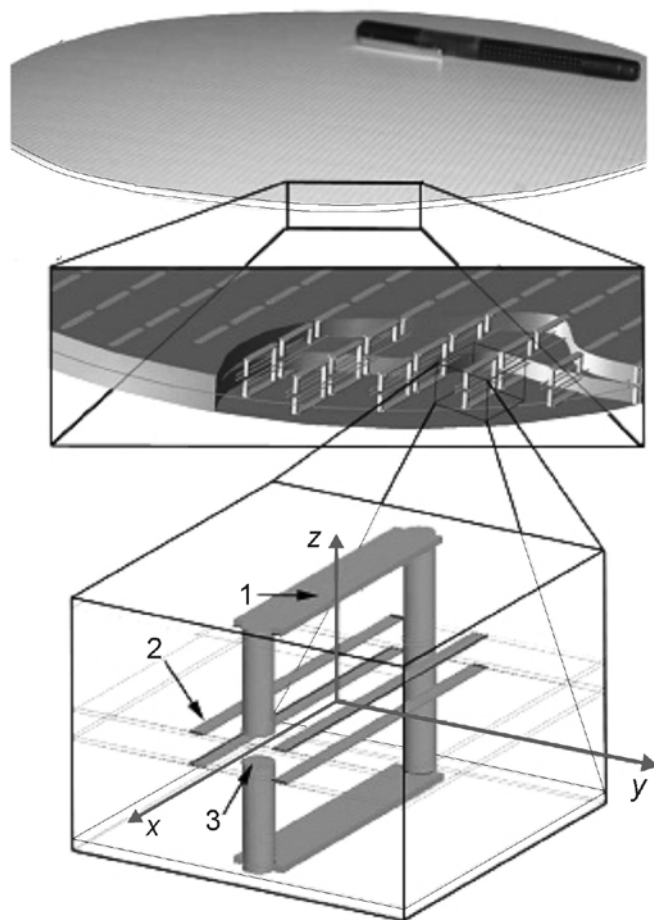


Рис. 3.13. Плоская GRIN-линза, элементарные ячейки которой составлены из линейных проводников и SRR-резонаторов.

1 – горизонтальная часть SRR резонатора, выполненная из фольги на поверхности диэлектрической платы, 2 – линейные проводники на поверхностях диэлектрических плат, 3 – конденсатор, образованный торцами вертикальных стержней SRR резонатора, выполненных из металла, осаждённого в отверстиях плат. Адаптировано из [107]

Методом интерактивного моделирования элементарных ячеек с расчётом S-параметров и использованием стандартной процедуры

восстановления реальных и мнимых частей электрической проницаемости $\epsilon(\omega)$ и магнитной проницаемости $\mu(\omega)$ из рассчитанных S-параметров были оптимизированы десять конфигураций ячеек, чтобы охватить желаемый диапазон значений показателя преломления на рабочей частоте 10,1 ГГц. Цель оптимизации, в дополнение к достижению заданной величины показателя преломления, – получить согласованный импеданс $Z = 1$, низкий тангенс потерь и нечувствительность к небольшим изменениям геометрии.

Влияние геометрических факторов на $\epsilon(\omega)$, $\mu(\omega)$ и $n(r\omega)$ носит весьма сложный характер, но авторам [107] удалось построить параметрический график (рис. 3.14), определяющий зависимость показателя преломления от расстояния между проводниками и радиуса конденсаторных стержней SRR-резонаторов.

Импеданс Z для всех точек графика является почти постоянным, он равен $1,06 \pm 0,05$. Это достигнуто за счёт дополнительной вариации толщины проводников, которая преобладающим образом влияет на импеданс.

Таким образом, каждая точка графика на рис. 3.14 представляет один возможный проект элементарной ячейки. Эти элементарные ячейки, выполненные на многослойной печатной плате, образовывали двухмерную решётку на плоскости x - y в виде диска, как показано на рис. 3.13. Полученная решётка реагирует на один вид поляризации. Диск содержит один слой элементарных ячеек в направлении распространения излучения, его толщина составляет 2 мм, а диаметр – 30 см. Эти диски можно складывать для уменьшения отношения f/F^* приблизительно по линейному закону, получая в результате удобную модульную конструкцию.

Для проверки работы градиентной линзы использовалась микроволновая установка, имитирующая работу GRIN-линзы в свободном пространстве в отличие от обычно используемых волноводных схем. Схема установки показана на вставке в правом верхнем углу рис. 3.15, она содержит смещённый относительно оси параболический отражатель в сочетании со стандартной рупорной антенной – источником излучения. Плоская

* См. сноску на стр. 105.

поляризованная волна, идущая от отражателя, имела хорошую однородность амплитуды (в пределах ~ 2 дБ на передней поверхности линзы).

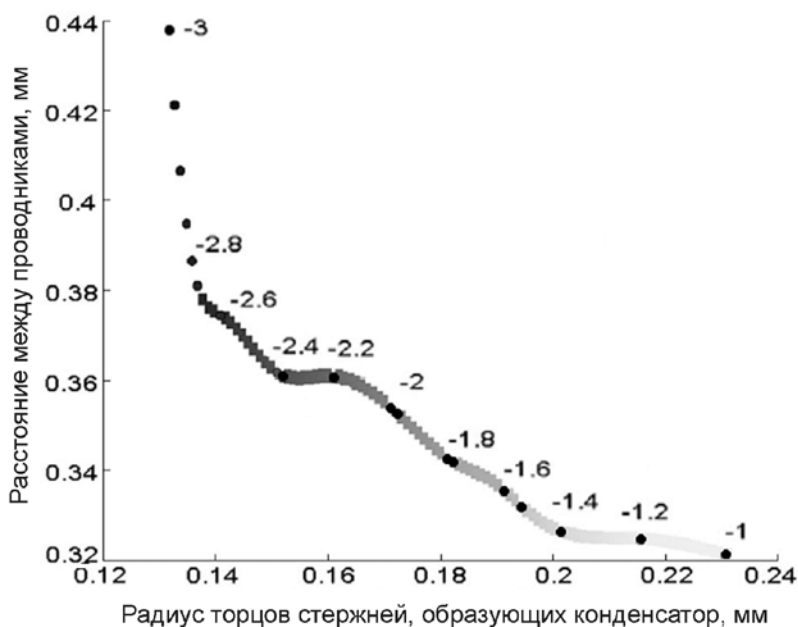


Рис. 3.14. Параметрический график для показателя преломления как функции расстояния между проводниками и радиуса конденсаторных стержней. Толщина проводников (не показана) была различной, чтобы поддерживать на всех точках графика постоянный импеданс ($Z = 1,06 \pm 0,05$). Точки моделирования показаны кружками, квадратные точки – результат интерполяции. Адаптировано из [107]

Линза помещалась в пенополистирол с $\epsilon = 1,03$, $\mu = 1$ и ориентировалась нормально к плоской волне таким образом, чтобы падающие поля – электрическое и магнитное – лежали в плоскости линзы и возбуждали при такой ориентации проводники и SRR-резонаторы элементарных ячеек, соответственно. Характеристики поляризации плоской волны позволяли пренебрегать в эксперименте эффектами анизотропии структуры.

Линза сканировалась со стороны изображения с помощью детектора, перемещаемого по трём координатам x - y - z , как показано на вставке рис.3.15. Источником излучения служил генератор качающейся частоты.

Данные накапливались в четырёхмерном массиве: в координатном x - y - z массиве ($24 \text{ см} \times 30 \text{ см} \times 54 \text{ см}$) и частотном массиве между 8 ГГц и 12 ГГц через каждые 0,04 ГГц. Эти данные получали для GRIN-линз, составленных из 4-х и 8-ми дисков толщиной 2 мм. Напомним, что каждый диск содержал один слой элементарных ячеек в направлении распространения излучения. Использование наборов из указанного количества дисков минимизировало влияние дифракционных эффектов в фокальной плоскости (надо учесть, что диаметр линзы всего лишь на порядок превосходил рабочую длину волны).

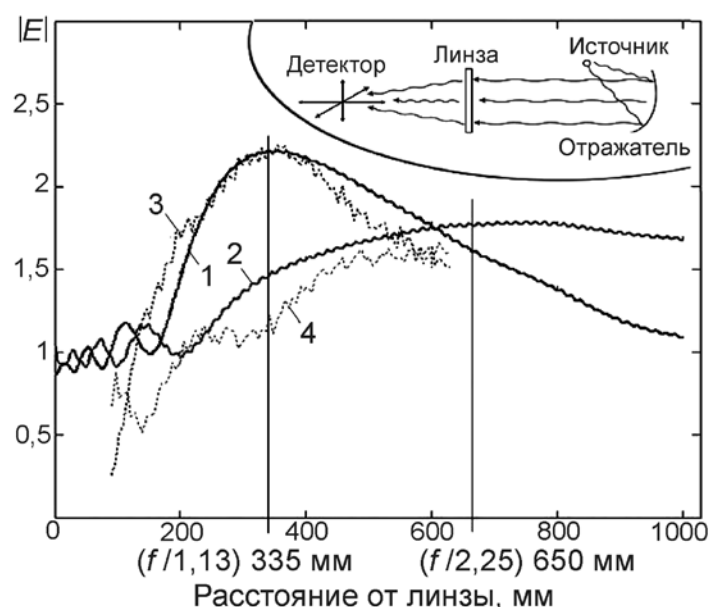


Рис. 3.15. Изменение среднеквадратичной амплитуды электрического поля вдоль оптической оси GRIN-линзы. Амплитуда приведена в относительных единицах относительно амплитуды падающей волны. Кривые 1, 3 — линза из 8-ми слоёв; кривые 2, 4 — линза из 4-х слоёв; кривые 1, 2 — результаты моделирования; кривые 3, 4 — эксперимент. Адаптировано из [107]

На рис. 3.15 показаны данные для GRIN-линз, составленных из 8-ми (кривые 1 и 3) и 4-х дисков (кривые 2 и 4) [107]. Штриховые кривые 3 и 4 — экспериментальные данные для амплитуды поля вдоль оптической оси ($x = 0$, $y = 0$, z — переменная) на частоте 10,3 ГГц, нормализованные на амплитуду падающего поля. Сплошные кривые 1 и 2 — результаты моделирования с помощью

программы “CST MICROWAVE STUDIO” для тех же самых линз с 8 и 4 слоями.

Видно хорошее согласие между экспериментом и результатами моделирования для обеих GRIN-линз. Эксперимент также хорошо согласуется с расчётами по законам геометрической оптики. GRIN-линзы, составленные из 8-ми и 4-х дисков, имеют числа F^* равные 1,13 и 2,25, соответственно. Фокусные длины f , вытекающие из этих чисел, отмечены вертикальными линиями на рис. 3.15. Линзы фокусируют почти точно там, где предсказано расчётами. Имеющееся небольшое расхождение авторы [107] объясняется допусками на технологию печатных плат и на диэлектрик. В данном случае допуск на конфигурацию элементарных ячеек составляет 25 мкм, что соответствует современной технологии изготовления печатных плат. Такие ошибки изготовления, как несоосность, могут вызвать сдвиг в параметрах всех элементарных ячеек. Точно так и флуктуация параметров диэлектрика печатных плат только на 4 % может вызвать расхождения, близкие к наблюдаемым.

Полученные данные демонстрируют, кроме точности изготовления градиентной линзы, другую важную особенность конструкции данной линзы: интенсивность полей в фокусе намного больше интенсивности падающей плоской волны. Так, амплитуда в точке фокуса линзы из 8-ми дисков почти на 7 дБ больше амплитуды падающей волны. Многие исследователи и разработчики обеспокоены тем, что потери в существующих метаматериалах с отрицательным преломлением будут препятствовать их реальному применению. Здесь же продемонстрировано другое – преднамеренное согласование импеданса каждой элементарной ячейки с импедансом воздуха и низкие тангенсы потерь приводят к уменьшению обратного отражения и поглощения, соответственно.

Таким образом, в работе [107] показана реальная возможность производства хорошо освоенными методами технологии печатных плат плоских GRIN-линз с усилением, которые пригодны для аэро-космических и радарных применений.

* См. сноску на стр. 105.

4 ТЕХНОЛОГИЯ МЕТАМАТЕРИАЛОВ ГИГАГЕРЦЕВОГО ДИАПАЗОНА

Здесь мы ограничимся рассмотрением вопросов технологии изготовления микроволновых (СВЧ) метаматериалов с регулярно-периодической дискретной структурой типа решётки.

Очевидно, что выбор технологии зависит от следующего:

- размеров структурных элементов метаматериала,
- общих размеров образца,
- рода исходных материалов, используемых в технологии,
- механических требований к конструкции (жёсткость, прочность и т.д.),
- условий эксплуатации.

Если нас интересует производство образцов для лабораторных исследований, то наиболее важными являются первые три фактора плюс умеренные требования к жёсткости и прочности конструкции. Эти обстоятельства и будем учитывать при описании существующих лабораторных технологий.

Итак, размеры структурных элементов метаматериалов гигагерцевого диапазона составляют десятые доли – единицы миллиметров. Общие размеры образцов должны быть порядка 10-20 см. Материал, из которого надо изготавливать проводящие структурные элементы – металл (медь, алюминий и др.) с возможным покрытием серебром для снижения поверхностного сопротивления или золотом для защиты от коррозии. Диэлектрический материал – полимеры с минимальными потерями и плотностью.

Исторически первые метаматериалы представляли собой объёмные конструкции из натянутых проволочек или распределённых в пространстве небольших дискретных элементов в виде шариков, колец, спиралей, отрезков проволочек и трубочек. В качестве системы с натянутыми проволочками можно применить искровую камеру для детектирования частиц, а

спирали можно получить путём навивки проволоки на стержни квадратного сечения, которые затем можно складировать в заданном порядке [86]. Для фиксации этих элементов в пространстве, заготовку можно залить подходящим пенообразующим полимером. Подобный подход годится для сборки метаматериала несложной конфигурации из однородных элементов, но в случае сборки из ячеек, содержащих разнородные элементы (например, отрезки проволоки и кольца), возникает проблема взаимной ориентации и их фиксации в пространстве. Эта проблема усложняется при изготовлении 2D структур и становится трудноразрешимой при изготовлении 3D структур.

Другой подход основан на применении блоков из твёрдого полимера, на грани которого механически наносятся (в частности, путём приклеивания) элементы элементарных ячеек. Например, в работе [87] полимерные блоки представляли собой листы толщиной 3 мм, на поверхности которых закреплялись тонкие проволоочки из позолоченного вольфрама, образующие 1D решётку; затем складирова листы с поворотом на 90°, получали многослойную 2D решётку.

Для нанесения элементов на поверхность полимерных блоков можно применить струйную печать с использованием металлических чернил [11]. При этом удаётся частично механизировать процесс производства за счёт печати планарных резонаторов сразу в один приём на большом количестве заготовок. Распиливая блоки после распечатки одной грани и соответствующим образом переориентируя их перед новой печатью, можно довольно быстро изготовить кубическую решётку из большого количества ячеек [11].

Наиболее перспективным является процесс, основанный на технологии печатных плат: во-первых, поскольку он хорошо отработан и имеются соответствующие материалы, универсальное оборудование и программное обеспечение для компьютеризованных станков, а, во-вторых, он весьма производительный. Метаматериалы, рассмотренные в главах 2 и 3, изготавливались с использованием подобной технологии.

Рассмотрим несколько вариантов производства метаматериалов, элементарные ячейки которых содержат

проводники для электрической реакции и резонаторы типа SRR – кольцо с разрезом – для магнитной реакции.

В первом варианте проводники и кольцевые резонаторы SRR изготавливаются из фольги печатных плат с использованием стандартной техники оптической фотолитографии с химическим травлением фольгового слоя. При необходимости также наносится гальваническим методом защитное покрытие на базовый фольговый слой. При этом рисунок элементарных ячеек наносится на всю поверхность заготовки в один приём.

Кроме фотолитографии для получения рисунка применяют микрофрезерование фольги, выполняемое на станке с программным управлением, или вместо механического удаления фольги с помощью резца используют лазерный резак. В последнем случае требуется тщательное удаление с поверхности подложки углеродного слоя, который образуется при испарении её материала лучом лазера, иначе исчезает эффект отрицательного преломления из-за сильного возрастания потерь в метаматериале [95].

Как правило, проводники и кольцевые резонаторы размещаются по разные стороны диэлектрической подложки, но напротив друг друга. В тех случаях, когда материал подложки довольно хрупкий, и двухстороннее микрофрезерование может привести к растрескиванию подложки, используют подложки с односторонней металлизацией. На одних подложках изготавливают проводники, на других – двойные кольцевые резонаторы SRR. Затем разнородные подложки прижимаются друг к другу, а между парами прижатых подложек располагаются пластины-спейсеры из диэлектрика нужной толщины.

Поскольку резонаторы SRR в виде двух колец с разрезом одновременно реагируют на электрический и магнитный компоненты поля, в некоторых случаях нет надобности в отдельных проводниковых элементах, и резонаторы изготавливают на печатной плате с односторонней металлизацией. В таком случае целесообразно применить микрофрезерование фольги для получения рисунка, так как этот метод позволяет дополнительно срезать диэлектрическую подложку с целью корректировки параметров элементарной

ячейки [105]. Такая технология применялась при производстве градиентного метаматериала, описанного в разделе 3.2 и показанного на рис. 3.7.

Полученные заготовки печатных плат с нанесённым рисунком токопроводящих слоёв разрезаются соответствующим образом и собираются крест-накрест в конструкции типа ящиков для хранения бутылок, т.е. в квадратно-сотовые структуры. Пример такой 2D конструкции показан на рис. 2.9 [93]. Если желательно повысить жёсткость собранных структур, их заливают пенополимером. Затем полученный моноблок можно разрезать или фрезеровать для придания ему необходимой формы.

Во втором варианте применяют технологию многослойных печатных плат: проводники и отдельные части кольцевых резонаторов изготавливают из фольги на диэлектрических подложках, а оставшиеся части резонаторов выполняют путём металлизации внутренней поверхности отверстий в диэлектриках печатных плат [110]. Градиентный метаматериал, изготовленный таким образом, показан на рис. 3.13 [107] и описан в разделе 3.3. Рассмотрим более подробно конструкцию его элементарных ячеек.

На рис. 4.1а представлена общая структура элементарной ячейки метаматериала, а на рис. 4.1б – поперечное сечение структуры в плоскости SRR-резонатора [110]. Каждая ячейка содержит 2 пары проводников (П), выполненных из фольги и разделённых тонким диэлектриком. Горизонтальные плечи кольцевого резонатора квадратной формы (Р) также выполнены из фольги. С ними контактируют вертикальные стержневые части резонаторного кольца. Эти части осажжены внутри отверстий, просверлённых в диэлектриках. Левое отверстие на рис. 4.1б проходит через все диэлектрические платы, и на его стенках химически осаждается металл для формирования длинного стержня кольца резонатора. Справа отверстия просверлены только в толстых диэлектрических платах (1), и на их стенках также осаждён металл для формирования двух коротких стержней кольцевого резонатора. Торцы коротких стержней, разделённые тонкой диэлектрической платой (2), образуют

конденсатор кольцевого резонатора. Все платы, из которых собран метаматериал, склеиваются между собой.

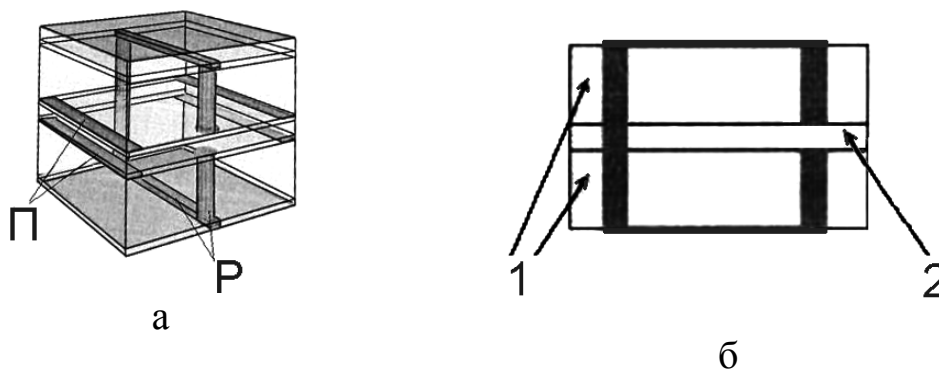


Рис. 4.1. Элементарная ячейка метаматериала типа “проводники + кольцо с разрезом”, изготовленная по технологии многослойных печатных плат. Горизонтальные проводники изготовлены из фольговых слоёв, а вертикальные стержни – из слоёв металлизации внутри отверстий в платах; а – общий вид (П – проводники, Р – части кольцевого резонатора), б – сечение в плоскости резонатора “кольцо с разрезом” (1 – толстые диэлектрические платы, 2 – тонкая диэлектрическая плата). Адаптировано из [110]

Общая высота резонатора составляет около 2,4 мм, расстояние между стержнями – около 2,5 мм, внешний диаметр стержней – 0,26 мм, зазор между стержнями – 0,32 мм. На частоте 8,5 ГГц был получен показатель преломления $n = -5$.

Таким образом, благодаря применению стандартных приёмов технологии печатных плат удалось существенно упростить процесс изготовления подобного метаматериала.

В последующих разделах будут рассмотрены вопросы технологии изготовления метаматериалов терагерцового диапазона вплоть до области видимого света.

5 ОСВОЕНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА ВОЛН

С 2000-х годов большие усилия научного сообщества направлены на создание метаматериалов с отрицательным преломлением (NIM*) для оптического диапазона волн – ближнего ИК и видимого света. Во многом это объясняется возрастающей ролью фотоники в обработке и передаче информации и предполагаемыми эффектами от использования метаматериалов в этой области. Немаловажно и то, что уже были успешно изготовлены образцы NIM для гигагерцевой области частот. Ранее были приведены достаточно убедительные этому свидетельства.

Проблема состоит в том, что обычные материалы не дают эффект отрицательного преломления в диапазоне ближнего ИК и видимого света. На это указал ещё В.Г. Веселаго в своей статье, опубликованной в 1967 г. И хотя мы рассматривали данный вопрос применительно к гигагерцевому диапазону в предыдущих разделах, вернёмся к нему ещё раз.

В.Г. Веселаго предложил определять показатель преломления следующим образом [2]:

$$n_{1,2} = p_{1,2} \sqrt{\epsilon_{1,2} \mu_{1,2}} ,$$

где $p_1 = 1$ для правой среды с положительными ϵ_1 и μ_1 , а $p_1 = -1$ для левой среды с отрицательными ϵ_2 и μ_2 . Для получения отрицательного n необходимо получить отрицательные ϵ и μ .

Значения проницаемостей, в том числе отрицательные, являются результатом взаимодействия электромагнитного излучения и среды, которое носит резонансный характер. Известно, что вблизи резонанса реакция среды следует в фазе с внешним полем, когда его частота ниже резонансной частоты, и в

* См. обсуждение вопросов терминологии во Введении

противофазе на частотах выше резонансной частоты. В последнем случае можно наблюдать отрицательную проницаемость. Так, для ϵ в системе электронов, которые связаны с положительными ядрами и на которые действует сила $-m\omega_0^2 \mathbf{r}$, имеем выражение как при резонансе Лорентца (Н.А. Lorentz) или в рамках модели Друде-Лорентца:

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{ne^2 / (\epsilon_0 m)}{\omega^2 - \omega_{0e}^2 + i\gamma\omega} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_{0e}^2 + i\gamma\omega},$$

где n, e, m – концентрация, заряд и масса электронов, соответственно, γ – коэффициент затухания (потерь), ϵ_0 – диэлектрическая постоянная, ω_{0e} – резонансная частота для электронов, $\omega_p^2 = ne^2 / (\epsilon_0 m)$ – плазменная частота для электронов*. В случае $\omega > \omega_0$ и острого резонанса (малых потерь) получаем отрицательную диэлектрическую проницаемость $\epsilon(\omega)$.

Полагая отсутствие силы $-m\omega_0^2 \mathbf{r}$, т.е. $\omega_0 = 0$, имеем выражение Друде (P. Drude) для газа свободных электронов

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{ne^2 / (\epsilon_0 m)}{\omega^2 + i\gamma\omega} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}.$$

Получить отрицательную $\epsilon(\omega)$ практически на любой частоте вполне реально, подбирая подходящий материал. У металлов (золото, серебро, алюминий), электрическая реакция которых определяется взаимодействием свободных электронов зоны проводимости с внешним полем, плазменная частота ω_p попадает в ультрафиолетовый диапазон. Но при желании можно снизить ω_p и изменить $\epsilon(\omega)$ за счёт уменьшения средней (“эффективной”) концентрации электронов n_{eff} в пространстве взаимодействия, например, путём их “разбавления” – замене сплошного металла проволоочной решёткой. На рис. 2.3 показана

* См. раздел 1.1, секцию *Искусственная “плазменная” среда*

подобная решётка, а в Приложении 2 (раздел П. 2.1) приведены выводы формулы для определения n_{eff} и ω_p . Для двухмерной системы из параллельных бесконечных проволок диаметром $2r$, образующих решётку квадратного сечения с периодами $a \times a$, имеем выражение для резонансной частоты моды плазменных колебаний вдоль проволок [86,87]:

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi c_0^2}{a^2 \ln(a/r)},$$

где c_0 – скорость света в вакууме. При $r = 1$ мкм, $a = 5$ мм величина $\omega_p = 8,2$ ГГц.

Таким образом, можно управлять диапазоном частот, в котором диэлектрическая проницаемость имеет отрицательное значение, путём изменения геометрических параметров структуры искусственного электрического метаматериала.

В то же время магнитная реакция большинства материалов имеет место на низких частотах гигагерцевого диапазона, поскольку эта реакция обычно обусловлена неспаренным электронным спином или орбитальным электронным током. Только некоторые довольно редкие ферромагнитные, ферримагнитные и антиферромагнитные материалы проявляют магнитную активность на частотах до сотен гигагерц, да и то в узкой полосе. Но, как мы уже видели, материальное структурирование позволяет получить искусственные магнитные метаматериалы с отрицательной магнитной проницаемостью.

Дж. Пендри (J.B. Pendry) проанализировал магнитную реакцию метаматериалов в виде квадратных решёток из различных резонаторов, расположенных с периодом $a \times a$ [11]. Пример резонатора типа SRR из двух разрезанных колец, одно из которых вложено в другое, показан на рис. 2.5. В Приложении 2 (раздел П. 2.2, секция III. *Примеры магнитных микроструктур*) приведены расчётные формулы для этих метаматериалов. Для случая магнитного поля, направленного вдоль осей SRR, и малого зазора d между кольцами по сравнению с радиусом внутреннего кольца r имеем следующее выражение для эффективной магнитной проницаемости [11]:

$$\mu_{eff}(\omega) = 1 - \frac{F\omega^2}{\omega^2 - \omega_0^2 + i\Gamma\omega}, \quad (5.1)$$

где $F = \pi r^2 / a^2$ – коэффициент заполнения ячейки метаматериала металлом, $\omega_0 = \left(\frac{3d}{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon \pi^2 r^3} \right)^{1/2}$ – резонансная частота колебательного контура, определяемая внутренней ёмкостью резонатора (между кольцами) и его индуктивностью, μ_0 – магнитная постоянная, ϵ – диэлектрическая проницаемость среды между кольцами резонатора, $\Gamma = \frac{2\sigma}{\mu_0 r}$ – коэффициент затухания (потерь), σ – сопротивление единицы площади поверхности колец резонатора.

Таким образом, функция $\mu_{eff}(\omega)$ имеет резонансный характер с резонансной частотой ω_0 , обусловленной индуктивно-ёмкостным резонансом в системе. При малом затухании (малом σ) и $\Gamma \ll \omega_0$, резонанс является достаточно острым, а магнитная реакция не совпадает по фазе с приложенным магнитным полем при $\omega > \omega_0$. В результате $\mu_{eff}(\omega)$ становится отрицательной в диапазоне частот $\omega_{mp} > \omega > \omega_0$, где ω_{mp} – так называемая “магнитная плазменная частота” (рис. 5.1а). В случае $\sigma = 0$ имеем следующее выражение для ω_{mp} [11]:

$$\omega_{mp} = \left(\frac{3d}{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon \pi^2 r^3 (1 - F)} \right)^{1/2}.$$

Интервал между ω_0 и ω_{mp} определяет диапазон частот, в котором $\mu_{eff}(\omega)$ отрицательная*. Из последнего выражения видно, что этот диапазон зависит от заполнения резонансной ячейки метаматериала металлом, т.е. от F .

* См. рис. 5 в Приложении 2 (раздел П. 2.2).

Наличие сопротивления у металла ($\sigma > 0$) приводит к уширению резонанса и при очень большом сопротивлении область отрицательных значений вещественной части $\mu_{eff}(\omega)$ исчезает (рис. 5.1). Это указывает на необходимость выбора металлов с низким удельным сопротивлением для изготовления SRRs.

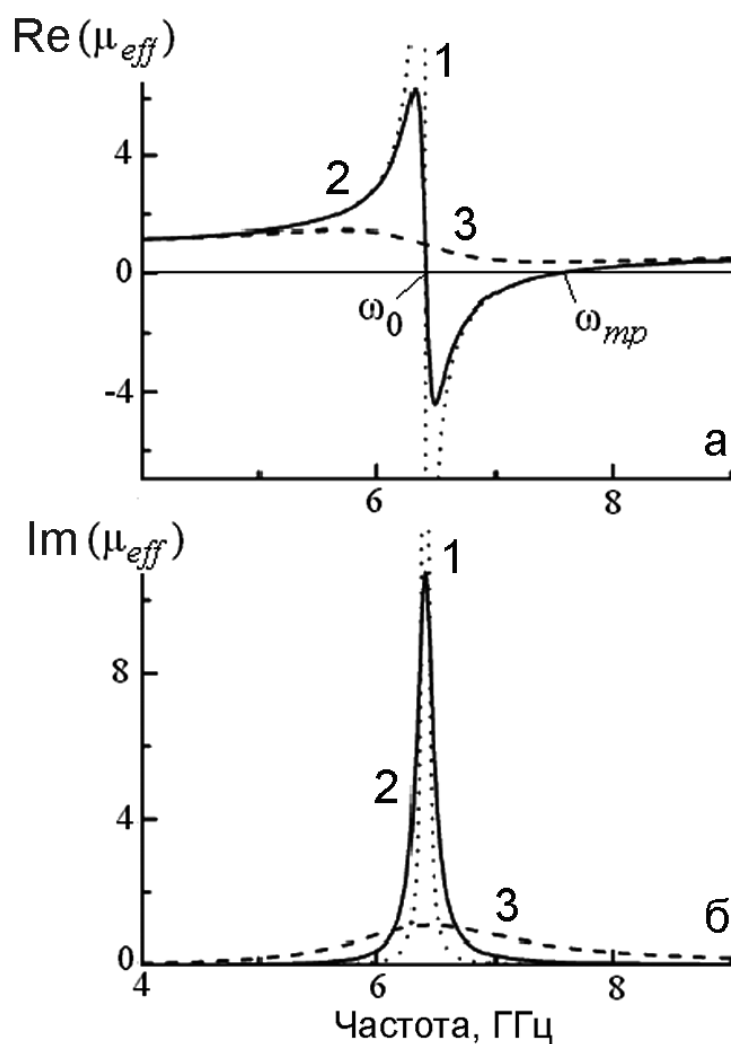


Рис. 5.1. Зависимость вещественной (а) и мнимой (б) частей магнитной проницаемости $\mu_{eff}(\omega)$, рассчитанной по формуле (5.1) для $a = 5$ мм, $d = 0,2$ мм, $r = 1,5$ мм, $\epsilon = 1$ и σ , Ом: 1 – 0,2; 2 – 1; 3 – 10 [15]. При малых значениях σ имеет место отрицательная магнитная проницаемость в полосе от 6,41 до 7,56 ГГц. При большом σ резонанс ослабевает, а $\mu_{eff}(\omega)$ – положительная на всех частотах

5.1 Отрицательная магнитная проницаемость метаматериала на основе резонаторов из разрезанных колец в терагерцевом диапазоне

Рассмотрим, как ведёт себя эффективная магнитная проницаемость метаматериала, содержащего резонаторы из разрезанных колец (рис. 2.5), по мере повышения частоты вплоть до диапазона видимого света. Первые эксперименты с резонаторами SSR из сдвоенных колец с получением отрицательного μ были проведены в гигагерцевом (см. раздел 2), затем в начальной части терагерцевого диапазона, в частности, на частотах ~ 1 ТГц ($\lambda = 300$ мкм) [111] и на 30 ТГц (10 мкм) [112]. Также были выполнены эксперименты с резонаторами из одного разрезанного кольца в ИК области с резонансами около 6 ТГц (50 мкм) [113], 100 ТГц (3 мкм) [114], 200 ТГц (1,5 мкм) [115] и 330 ТГц (0,9 мкм) [116]. Было проведено и теоретическое исследование кольцевых резонаторов.

Анализ модели метаматериала на основе резонаторов из двух разрезанных колец

Для анализа в оптической области необходимо учитывать дисперсию как поверхностного сопротивления металла R_s , так и его внутренней реактивности X_s . Проведём такой анализ, следуя работе [117].

Сразу отметим, что увеличение поверхностного сопротивления приводит к понижению добротности SRR и деградации его резонансных свойств, а увеличение внутренней реактивности – к снижению резонансной частоты. Анализ выполним на модели метаматериала, представленной на рис. 5.2.

Когда внешнее переменное во времени магнитное поле H_{ext} приложено к SRR, в кольцах индуцируется ток J , генерирующий внутреннее магнитное поле H_{int} , которое и создаёт магнитную реакцию от SRR. Перепишем уравнение (5.1)

$$\mu_{eff}(\omega) = \mu_{Re} + i\mu_{Im} = 1 - \frac{F\omega^2}{\omega^2 - \frac{1}{C_g L_g} + i \frac{Z(\omega)\omega}{L_g}}$$

где C_g и L_g – геометрические ёмкость и индуктивность, а $Z(\omega)$ – импеданс металлических колец, находящихся в вакууме:

$$C_g = \frac{2\pi r}{3} \epsilon_0 \frac{K(\sqrt{1-t^2})}{K(t)}, \quad L_g = \frac{\mu_0 \pi r^2}{l}, \quad t = \frac{d}{2w+d};$$

здесь $K(t)$ – полный эллиптический интеграл 1-го рода, геометрические параметры r , w , d и l определены на рис. 5.2, ϵ_0 , μ_0 – электрическая и магнитная проницаемости вакуума.

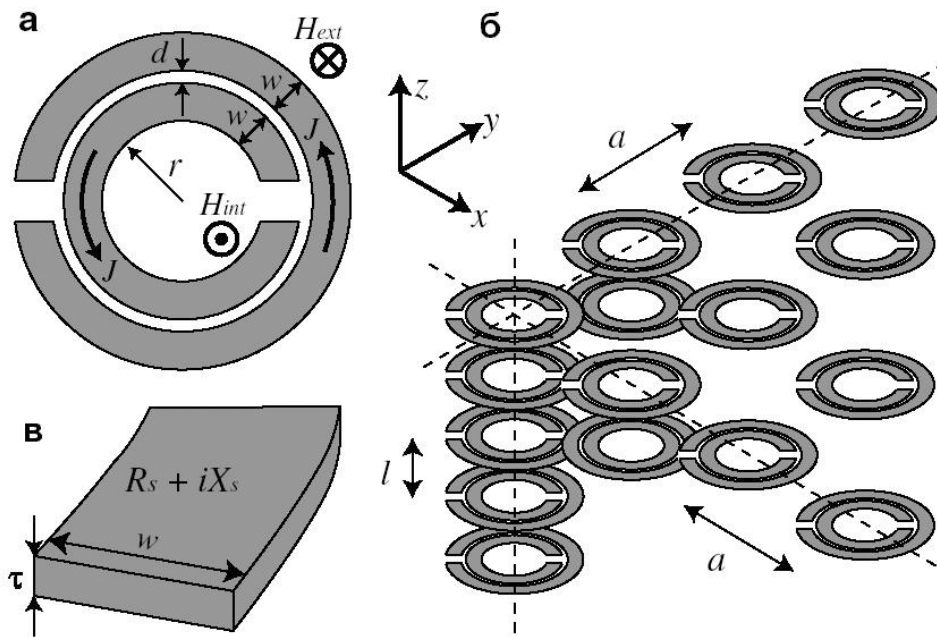


Рис. 5.2. Модель метаматериала из сдвоенных SRR; а – отдельный резонатор, б – решётка из SRR, в – элемент кольца SRR; R_s – поверхностное сопротивление, X_s – внутренняя реактивность. Адаптировано из [117]

В оптическом диапазоне для проводимости металла можно записать выражение

$$\sigma(\omega) = \frac{\omega_p^2 \epsilon_0}{\gamma - i\omega},$$

где, как и ранее, ω_p и γ – плазменная частота и постоянная затухания металла. В [117] использовались эмпирические значения для ω_p и γ , приведённые в табл. 5.1.

При расчёте импеданса кольца SRR рассматривался как плоский проводник, толщина которого превосходила глубину проникновения τ , определяемую по формуле:

$$\tau(\omega) = \operatorname{Re} \left[\frac{\delta(\omega)}{1 - i} \right],$$

где δ – толщина скин-слоя. На оптических частотах тенденция уменьшения глубины проникновения прекращается, и величина τ насыщается примерно на 20 нм. Поскольку толщина колец – ненулевая, нужно учесть внутренний импеданс на единицу длины и единицу ширины плоского проводника $Z_s(\omega)$, который определяется следующим выражением

$$Z_s(\omega) = \frac{1 - i}{\sigma(\omega)\delta(\omega)} = R_s(\omega) + iX_s(\omega).$$

Здесь реальная и мнимая части импеданса являются поверхностным сопротивлением $R_s(\omega)$ и внутренней реактивностью $X_s(\omega)$, соответственно. Отметим, что мнимый член в данной формуле представляет задержку тока внутри металла, и он необходим для точного вычисления $R_s(\omega)$ и $X_s(\omega)$ в верхней части терагерцевого диапазона.

Таблица 5.1. Параметры металлов

серебро	$\omega_p = 14,0 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}$	$\gamma = 32,3 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$
золото	$\omega_p = 13,8 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}$	$\gamma = 107,5 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$
медь	$\omega_p = 13,4 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}$	$\gamma = 144,9 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$

В итоге, для импеданса металлического кольца можно записать:

$$Z(\omega) = \frac{2\pi r Z_s(\omega)}{w}.$$

На рис. 5.3 представлены дисперсионные зависимости поверхностного сопротивления R_s и внутренней реактивности X_s SRR-резонаторов, изготовленных из серебра, золота и меди. Видно, что при повышении частоты происходит насыщение максимальной величины поверхностного сопротивления, причём у серебра максимальная величина R_s намного меньше, чем в случае золотых и медных проводников. Внутренняя реактивность X_s резонаторов не насыщается и сильно возрастает с повышением частоты; это приводит в свою очередь к понижению резонансной частоты кольцевых резонаторов SRRs.

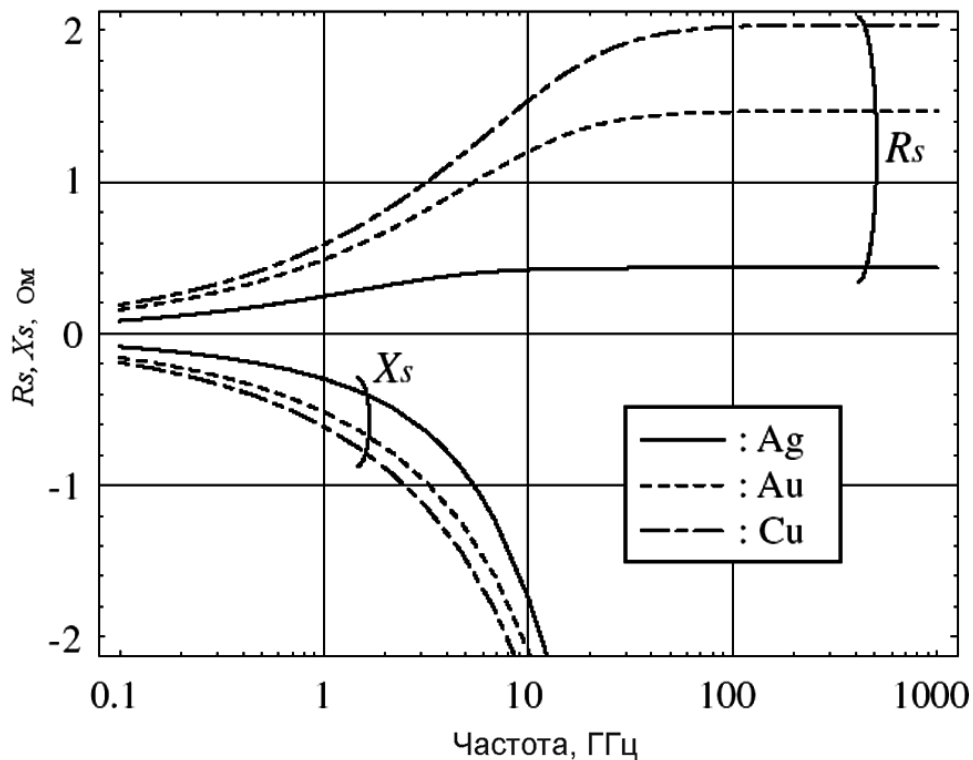


Рис. 5.3. Дисперсионные зависимости поверхностного сопротивления R_s и внутренней реактивности X_s SRR-резонаторов, изготовленных из серебра, золота и меди. Адаптировано из [117]

Рис. 5.4 показывает, как изменяются реальная и мнимая части магнитной проницаемости решётки, составленной из серебряных SSR-резонаторов с двойными кольцами, при уменьшении размеров резонаторов и постоянной решётки a .

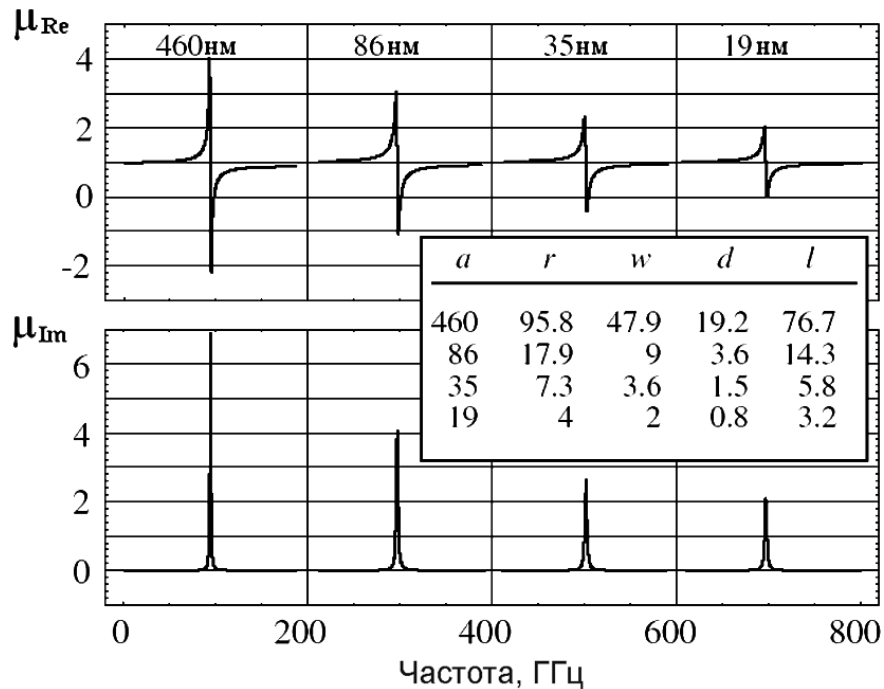


Рис. 5.4. Реальная и мнимая части магнитной проницаемости метаматериала, составленного из двойных серебряных SRR-резонаторов при разной величине постоянной решётки a . Размеры резонаторов указаны в нанометрах. Адаптировано из [117]

Когда размеры резонаторов уменьшаются, магнитная реакция становится всё слабее, а на очень высоких частотах (≥ 700 ТГц) значения μ_{Re} имеют только положительный знак. Также отсутствует линейная зависимость резонансной частоты от размеров SRR из-за возрастания внутренней реактивности на высоких частотах. Рис. 5.5 показывает зависимость минимального значения μ_{Re} от частоты для трёх металлов.

Можно видеть, что при увеличении частоты минимальные значения μ_{Re} для всех металлов асимптотически приближаются к единице. Причём в случае

золотых и медных проводников μ_{Re} положительна уже на частотах выше 100 ТГц; но в случае серебра величина μ_{Re} отрицательная и в диапазоне видимого света.

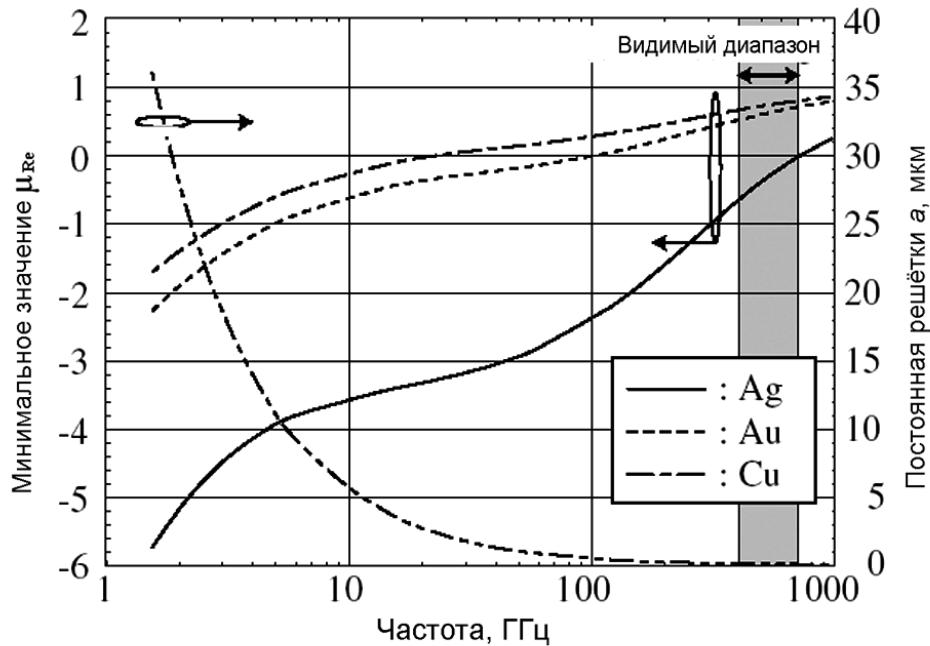


Рис. 5.5. Зависимость минимального значения μ_{Re} от частоты для SRR-резонаторов, изготовленных из серебра, золота и меди, а также от величины постоянной решетки a из серебра. Адаптировано из [117]

Используя приведённые выше выражения можно показать, что минимальные значения μ_{Re} и возможность получения отрицательной магнитной проницаемости сильно зависят и от фактора заполнения F , см. уравнение (5.1). В случае серебряных проводников при $F = 5\%$ имеем только положительные значения μ_{Re} , при $F = 10\%$ – минимальные значения μ_{Re} отрицательны на частотах ниже 500 ТГц ($\lambda < 600$ нм), и только при $F > 13\%$ минимальные значения μ_{Re} отрицательны во всём видимом диапазоне. В случае золота и меди отрицательные μ_{Re} не наблюдаются в видимом диапазоне ни при каких значениях F . Однако фактор качества $|\mu_{Re}|/|\mu_{Im}|$ серебряных SRR не очень

большой (0,377 при $F = 13\%$); это указывает на взаимосвязь между отрицательной величиной μ и потерями при прохождении электромагнитного излучения через метаматериал.

В заключение данного раздела можем сделать несколько важных выводов.

1) Для получения желаемого эффекта в диапазоне видимого света необходимо применять серебро для изготовления проводников SRR-резонаторов; серебро обеспечивает минимальное значение насыщения поверхностного сопротивления.

2) Повышения резонансной частоты SRR резонаторов и получения отрицательной μ в диапазоне видимого света (при условии, что SRRs изготовлены из серебра) можно достичь путём уменьшения размеров резонаторов и снижения геометрической ёмкости C_g в том числе за счёт перехода от резонаторов с двумя разрезанными кольцами к резонаторам с одним кольцом. Кроме того, можно ещё сильнее снизить ёмкость при дополнительном разрезании кольца, т.е. как бы вводить в резонатор несколько последовательно включённых конденсаторов с пониженной суммарной ёмкостью. Ниже мы рассмотрим метаматериалы на основе однокольцевых SSRs с одним и большим количеством разрезов.

3) Выявлена важная роль внутренней реактивности проводников резонаторов (запаздывания тока в проводниках) при генерации магнитной реакции. Далее этот вопрос будет рассмотрен более подробно, а также будет учтена реактивность и ёмкостного типа.

Метаматериалы на основе однокольцевых резонаторов

Рассмотрим изменение магнитной реакции среды, составленной из SRRs в виде одного разрезанного кольца (рис. 5.6), при последовательном уменьшении размеров SRRs. Можно полагать, что и в этом случае разрезанное кольцо (рис. 5.6а) имеет аналог в виде обычного колебательного L-С контура (рис. 5.6б), но в отличие от ранее рассмотренного SRR из двух колец здесь контурный конденсатор С образован разрезом

шириной d , а его пластинами служат торцы металлической плёнки (площадь каждого торца равна $t \times w$).

При рассмотрении в первом приближении не будем учитывать скин-эффект и неоднородность распределения тока по ширине проводников, а также омические потери и потери на излучение. Пусть C является плоским конденсатором. Тогда его ёмкость равна $C = \epsilon_0 \epsilon_1 \frac{wt}{d}$, где ϵ_1 – относительная

диэлектрическая проницаемость среды в зазоре между пластинами конденсатора. Контурная индуктивность L равна

$L = \mu_0 \frac{l^2}{t} \sim (\text{размер резонатора})^1$. Здесь мы полагаем, что все

размеры SRR изменяются пропорционально. Это приводит к резонансной частоте L-C контура ω_0 и резонансной длине волны

λ_{LC} , соответственно:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{1}{l} \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon_1}} \sqrt{\frac{d}{w}} \sim (\text{размер резонатора})^{-1}, \quad (5.2)$$

где c_0 – скорость света в вакууме, и

$$\lambda_{LC} = \frac{2\pi c_0}{\omega_0} = 2\pi l \sqrt{\epsilon_1} \sqrt{\frac{w}{d}} \sim (\text{размер резонатора}). \quad (5.3)$$

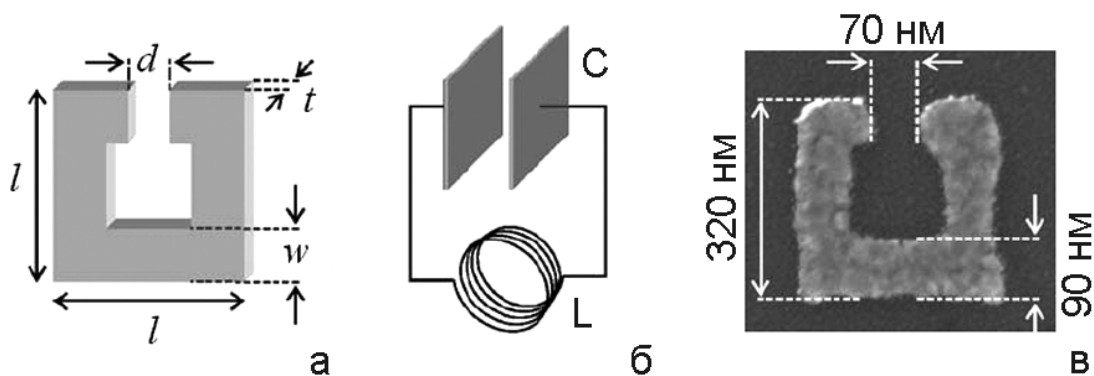


Рис. 5.6. SRR-резонатор из одного разрезанного кольца (а), его аналог в виде колебательного L-C контура (б) и электронное изображение реального образца резонатора, изготовленного из золотой плёнки ($t = 20$ нм) на стеклянной подложке. Адаптировано из [115]

Из приведённых выражений видно, что на тех частотах, на которых металл ведёт себя как идеально проводящий материал, и $\omega_0 < \omega_p$, резонансная длина волны пропорциональна размеру резонатора l . При $\epsilon_1 \sim 1$ и $w \approx d$ резонансная $\lambda_{LC} \sim 10l$.

При изготовлении квадратной решётки из SRRs (например, как на рис. 5.2) и выборе её периода $a \sim l$, получаем неравенство $a \ll \lambda_{LC}$ и возможность реализации метаматериала с эффективной отрицательной магнитной проницаемостью. Для этого на длине волны 1,5 мкм, используемой в телекоммуникационной аппаратуре, величина l должна быть порядка 150 нм, а остальные размеры резонатора – в несколько раз меньше. Тогда будем иметь $C \sim 1$ аФ, а $L \sim 1$ пГн.

“Кинетическая” индуктивность и её роль в ограничении резонансной частоты SRRs

Уравнение (5.3) указывает на линейную зависимость резонансной длины волны от размеров SRR для идеального металла с “бесконечной” электронной проводимостью, т.е. для “бесконечной” концентрации свободных электронов n , при которой любой конечный ток i_L в индуктивности L возможен при “нулевой” скорости электронов v ($i_L = env$), и, соответственно, “нулевой” кинетической энергии электронов. Но в реальном металле с конечной величиной средней концентрации n для прохождения тока необходима ненулевая средняя скорость электронов, поэтому для прохождения тока i_L через индуктивность L нужно обеспечить не только обычную магнитную энергию $\frac{Li_L^2}{2}$, но и дополнительную кинетическую

энергию электронов $E_k = N_e \frac{mv^2}{2}$, где m – масса электронов, $N_e = nV_{SRR}$ – количество электронов, переносящих ток в кольцевом резонаторе, $V_{SRR} = wt[4(l-w)-d]$ – объём металла резонатора, по которому идёт ток. Отсюда получаем [3,118]:

$$E_k = N_e \frac{mv^2}{2} = \frac{L_k \dot{I}_L^2}{2},$$

где введена “кинетическая” индуктивность L_k для учёта (как эквивалент) кинетической энергии электронов [3], равная

$$L_k = \frac{m}{ne^2} \frac{4(l-w)-d}{wt} = \frac{4(l-w)-d}{\epsilon_0 \omega_p^2 wt} \sim (\text{размер резонатора})^{-1}. \quad (5.4)$$

В то время как обычная контурная индуктивность L изменяется пропорционально размеру SRR (l^2/t), “кинетическая” индуктивность L_k изменяется обратно пропорционально l (при условии, что все размеры SRR изменяются пропорционально). Таким образом, можно не учитывать L_k в отношении макроскопических катушек, но она становится доминирующей в нанометровом диапазоне, т.е. при приближении к оптическим частотам. “Кинетическая” индуктивность добавляется к обычной индуктивности в формуле (5.2) для резонансной частоты SRR. В [3,118] было показано, что учёт L_k приводит к новому уравнению для резонансной частоты SRR

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{(L+L_k)C}} \sim \frac{1}{\sqrt{(\text{размер резонатора})^2 + \text{const}}}. \quad (5.5)$$

При условии, что $w \ll l$, $d \ll 4l$, и наличии воздушного диэлектрика в контурном конденсаторе C предельное (максимальное) значение $\omega_{0,\text{макс}}$ можно оценить по следующей формуле [3], полученной из (5.5)

$$\omega_{0,\text{макс}} = \frac{1}{\sqrt{L_k C}} = \omega_p \sqrt{\frac{d}{4l}}.$$

Эта предельная резонансная частота дополнительно снижается при учёте диэлектрической подложки и скин-эффекта, а также межзонных переходов электронов в металлах (ранее их не учитывали в рамках модели Друде, но они могут играть определённую роль в реальных металлах на оптических частотах: в золоте на длинах волн меньше 550 нм, алюминии – меньше 800 нм).

Для исследования эффекта “насыщения” резонансной частоты SRR в оптическом диапазоне в [118] было выполнено численное моделирование метаматериала с помощью программы “CST MICROWAVE STUDIO”. Метаматериал представлял собой стопки из плоских линеек-подложек, содержащих SRRs. Резонаторы располагались в один ряд в плоскости линейки, образуя линейную решётку с размерами отдельной ячейки $a_x \times a_y$ ($a_x = a_y = a$); период расположения линеек в стопке составлял $a_z = 0,614a$. Волна распространялась поперёк линеек (волновой вектор находился в плоскости SRRs), магнитное поле было ориентировано по нормали к плоскости линеек и SRRs, электрическое – вдоль линеек. Резонаторы имели один или два, или четыре разреза; при этом в 1-м и 2-м случаях разрезы были направлены вдоль линеек. Подложки – из стекла ($\epsilon = 2,14$) толщиной $0,343a$, покрытого тонким слоем оксида In/Sn (ITO). Проводники были выполнены из алюминия.

Размеры SRR (см. рис. 5.6a):

$$l = 0,914a,$$

$$w = t = 0,257a,$$

$d_{q=1} = 0,2a$, $d_{q=2} = 0,1a$, $d_{q=4} = 0,05a$, q – количество разрезов в кольцевых резонаторах.

Рис. 5.7 представляет результаты численного расчёта частоты магнитного резонанса $f_0 = \frac{1}{2\pi} \omega_0$ для SRR-решётки при разном количестве разрезов в кольцах резонаторов*. Здесь же представлены результаты расчёта по упрощённой модели SRR в виде L-С колебательного контура, которые неплохо совпадают с результатами более точного численного расчёта. Но для получения такого совпадения авторы [118] ввели в формулу (5.5) поправки в величины L и C , учитывающие неоднородность распределения тока в проводниках SRR, неплоскую геометрию реального контурного конденсатора C , наличие диэлектрической подложки и соседних резонаторов. В результате была получена

*Результаты моделирования метаматериала на основе SSRs с двумя разрезами, выполненных из меди, золота и серебра, были также представлены в [119].

следующая формула для определения резонансной частоты SRR с одним, двумя и четырьмя разрезами

$$f_{0,q}[\text{ТГц}] = \frac{159}{\sqrt{c'_q} \sqrt{6,4(a[\text{мкм}])^2 + 0,14}}, \quad q=1,2,4, \quad (5.5a)$$

где a – размер SRR-ячейки в метаматериале ($a \geq 1$), $c'_1 = 2,08$, $c'_2 = 1,39$, $c'_4 = 0,54$.

Эта частота обратно пропорциональна размерам SRR в случае больших размеров (как в обычной радиотехнике), но приближается к постоянной величине (“насыщается”) в нанометровом диапазоне.

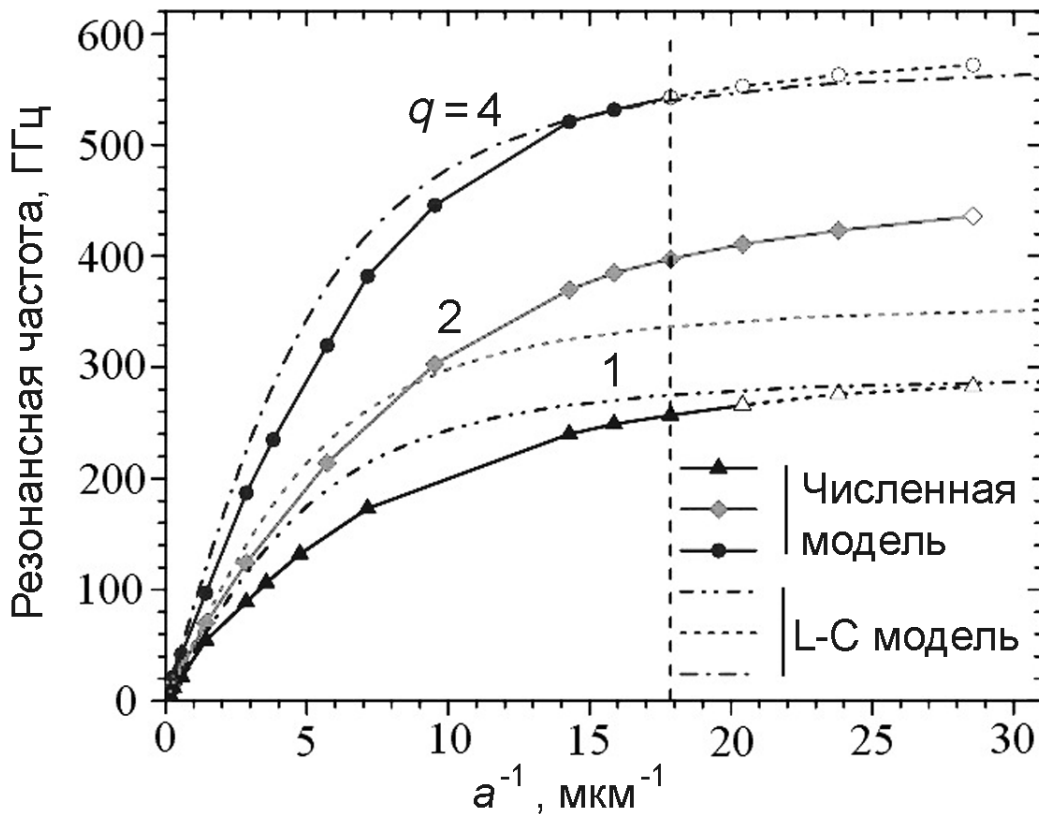


Рис. 5.7. Изменение частоты магнитного резонанса f_0 решётки из SRR при изменении размера резонаторов. Конфигурация резонатора с одним разрезом показана на рис. 5.6. В точках, показанных светлыми значками, было получено $\mu > 0$. Материал проводников – алюминий. Адаптировано из [118]

Графики на рис. 5.7 показывают, что увеличение разрезов в кольцах SRRs приводит к повышению максимально достижимой резонансной частоты. Это связано с уменьшением суммарной величины контурной ёмкости C , что, в общем-то, соответствует формулам (5.5) и (5.5а).

Вертикальная линия при $1/a = 17,9 \text{ мкм}^{-1}$ ($a \approx 56 \text{ нм}$) определяет примерную границу, после которой μ_{eff} имеет только положительное значение. Интересно отметить, что эта граница определяется специфическим размером ячеек метаматериала ($a \approx 56 \text{ нм}$), а не резонансной частотой SRRs.

Можно получить выражение для магнитной проницаемости, используя эквивалентную электрическую схему для SRR [3] для волны с магнитным полем, перпендикулярным плоскости SRR, и электрическим полем, не взаимодействующим с кольцевым резонатором. В этих условиях напряжение, индуцированное внешним магнитным полем в SRR, равно сумме напряжения самоиндукции на L и напряжения на конденсаторе C :

$$U_{ind} = U_L + U_C \quad \text{или} \\ Li_L + \frac{1}{C} \int i_L dt = U_{ind} = -\dot{\phi}. \quad (5.6)$$

При однородном магнитном поле волны ($H = H_0 e^{-i\omega t} + \text{с.с.}$) для внешнего магнитного потока можно записать $\phi = I^2 \mu_0 H$. Взяв производную по времени от (5.6) и разделив на L , получаем

$$\dot{i}_L + \frac{1}{LC} i_L = \frac{1}{L} \dot{U}_{ind} = \omega^2 \frac{\mu_0 I^2}{L} H_0 e^{-i\omega t} + \text{с.с.}$$

После подстановки очевидного выражения $i_L = i_{L0} e^{-i\omega t} + \text{с.с.}$, получаем уравнения для i_L , индивидуального момента магнитного диполя $I^2 i_L$ и намагниченности $M = (N_{SRR}/V) I^2 i_L$, где N_{SRR} – количество резонаторов SRR в объёме V . Предполагаем, что период квадратной решётки из SRRs в плоскости резонаторов $a_{xy} \geq l$, а период решётки по нормали к резонаторам $a_z \geq t$. Отсюда $N_{SRR}/V = 1/a_{xy}^2 a_z$. Используя

известные формулы $M = \chi_m(\omega)H$ и $\mu(\omega) = 1 + \chi_m(\omega)$ и ранее приведённую геометрическую формулу для L , получаем

$$\mu(\omega) = 1 + \frac{F\omega^2}{\omega_{LC}^2 - \omega^2}.$$

Если отбросить числитель ($\sim \omega^2$), то эта формула представляет собой выражение для резонанса осциллятора Лоренца (Lorentz). Все коэффициенты в формуле собраны в безразмерный

множитель F , который удовлетворяет условию $0 \leq F = \frac{l^2 t}{a_{xy}^2 a_z} \leq 1$

и может интерпретироваться как коэффициент заполнения решётки резонаторами. Омические и радиационные потери и другие механизмы рассеивания можно учесть с помощью коэффициента затухания (потерь) Γ , как в формуле (5.1).

Таким образом, SRR является магнитным аналогом обычной электрической модели осциллятора Лоренца. В случае замкнутого кольца $d \rightarrow 0$, $C \rightarrow \infty$, а $\omega_{LC} \rightarrow 0$ магнитная проницаемость $\mu(\omega) = \text{Const} = 1 - F \geq 0$ всегда положительна. Например, при $a_{xy} = 1,3l$ и $a_z = 2t$ величина $F \approx 0,3$, а $\mu \approx 0,7$ для замкнутых колец. Отсюда становится очевидным, что разрез в кольце SRR является необходимым для получения $\mu(\omega) < 0$.

Итак, существенное уменьшение размеров резонирующих структур с повышенным магнитным моментом не приводит к линейному повышению резонансной частоты “магнитных” метаатомов – в области оптических частот (сотен терагерц) имеет место эффект “насыщения”. В ранее процитированных работах этот эффект объяснялся в терминах конечных скоростей и концентраций электронов, переносящих ток в металлах, и их кинетической энергии или дополнительной электронной индуктивности. Однако полная модель эффекта “насыщения” частоты должна учитывать не только дополнительную индуктивность, но и дополнительную ёмкость [120], и, если рассуждать логически, максимальная резонансная частота должна быть равна плазменной частоте металла.

Влияние дополнительной (внутренней) ёмкости на эффект “насыщения” резонансной частоты SRRs

Рассмотрим модель SRR с одним разрезанным кольцом с учётом дополнительных индуктивности и ёмкости [120]*. Если пренебречь в первом приближении потерями, то диэлектрическую проницаемость металла на оптических частотах можно определить по известной формуле:

$$\epsilon = \left(\epsilon_r - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right),$$

где ϵ_r – параметр, учитывающий вклад межзонных переходов в металлах. Поскольку SRR представляет собой тонкоплёночную структуру, на оптических частотах нельзя пренебрегать полем по всей толщине металлической плёнки – т.е. электрическое и магнитное поле присутствует как вне металла резонатора, так и внутри него – и будем полагать, что ток однородно распределён по поперечному сечению плёнки.

Плотность тока смещения в металлической плёнке (проводнике), образующей SRR, выразим как обычно

$$\mathbf{J}_d = i\omega\mathbf{D} = i\omega\epsilon_0 \left(\epsilon_r - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) \mathbf{E}. \quad (5.7)$$

Амплитуда тока, соответственно, равна $I = J_d wt$, а падение напряжения вдоль кольца SRR равно $U = El_{eff}$. Здесь $l_{eff} \approx \frac{\pi}{2} l_p$,

где l_p – длина периметра кольца, а множитель $\frac{\pi}{2}$ введён для учёта того, что распределение тока вдоль разрезанного кольца – приблизительно синусоидальный [120]. В результате получаем

$$I = J_d wt = i\omega\epsilon_0 \frac{wt}{l_{eff}} \left(\epsilon_r - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) U.$$

* Реактивность, вызванная токами смещения в металле, также учитывалась в [119] при рассмотрении метаматериала, составленного из однокольцевых резонаторов с двумя разрезами. Результаты работ [119] и [120] согласуются между собой.

Последнее уравнение можно интерпретировать в терминах дополнительных индуктивности и ёмкости кольцевого резонатора из-за наличия магнитного и электрического полей внутри металлической плёнки:

$$I = \left(i\omega \frac{\epsilon_0 \epsilon_r w t}{l_{eff}} + \frac{\epsilon_0 w t \omega_p^2}{i\omega l_{eff}} \right) U = \left(i\omega C_{add} + \frac{1}{i\omega L_{add}} \right) U,$$

где дополнительные индуктивность и ёмкость выражаются как:

$$C_{add} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r w t}{l_{eff}}, \quad L_{add} = \frac{l_{eff}}{\epsilon_0 w t \omega_p^2}.$$

Формула для L_{add} совпадает с формулой (5.4) для “кинетической” индуктивности, соответствующей кинетической энергии свободных электронов в металле (если определить l_{eff} как $[4(l-w)-d]$, см. рис. 5.6а). Таким образом, присутствие L_{add} является следствием конечной кинетической энергии (скорости) сводных электронов металла, переносящих ток.

В свою очередь, присутствие C_{add} является следствием разделения зарядов на противоположных концах проводников, образующих SRR и характеризует электрическое поле, вызванное разделением зарядов, а также потенциальную энергию электронов в металле резонатора.

Интересно отметить, что произведение $(L_{add} C_{add})^{1/2}$ определяет плазменную частоту металла резонатора, предполагая $\epsilon_r = 1$ вблизи ω_p :

$$1/\sqrt{L_{add} C_{add}} = \omega_p|_{\epsilon_r=1}.$$

В то же время, если пренебречь дополнительной ёмкостью, но оставить L_{add} , то это равносильно аппроксимации диэлектрической проницаемости электронного газа выражением $\epsilon \approx \epsilon_0 (\omega_p / \omega)^2$ [120]. Таким образом, C_{add} отражает вклад межзонных переходов электронов в металле.

В результате, резонансная частота SRR определяется выражением

$$\omega_0 = 1/\sqrt{(L + L_{add}) + (C + C_{add})}$$

и эквивалентной схемой, представленной на рис. 5.8.

Можно получить выражение для определения ω_0 через геометрические и физические параметры SRR. Для этого используем формулы для индуктивности L и C резонатора [120]:

$$C \approx \epsilon_0 \frac{wt}{d}, \quad L \approx \mu_0 \frac{l_p}{4} \ln \frac{8l_p}{w+t}.$$

Здесь C – как и ранее, ёмкость плоского конденсатора, образованного разрезом в кольце резонатора (см. рис. 5.6а), а L получена из известной формулы для индуктивности кругового

витка $L = \mu_0 R_0 \ln \frac{8R_0}{r_0}$, где $R_0 \approx \frac{l_{eff}}{2\pi} = \frac{l_p}{4}$ – средний радиус витка,

$r_0 \approx \frac{w+t}{4}$ – эквивалентный радиус провода, из которого сделан виток.

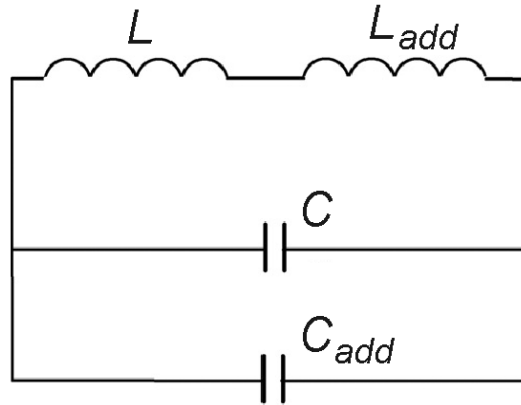


Рис. 5.8. Эквивалентная схема кольцевого резонатора в диапазоне оптических частот [120]. Дополнительные ёмкость и индуктивность моделируют энергию, накопленную в металле резонатора

Отсюда можем записать [120]:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{\left(\epsilon_0 \mu_0 \frac{wt}{2\pi} \ln \frac{8l_p}{w+t} + \frac{1}{\omega_p^2} \right) \left(\epsilon_r + \frac{\pi l_p}{2d} \right)}}. \quad (5.8)$$

На рис. 5.9 приведены результаты расчёта ω_0 для SRR из золота при разных значениях геометрического фактора l/s .

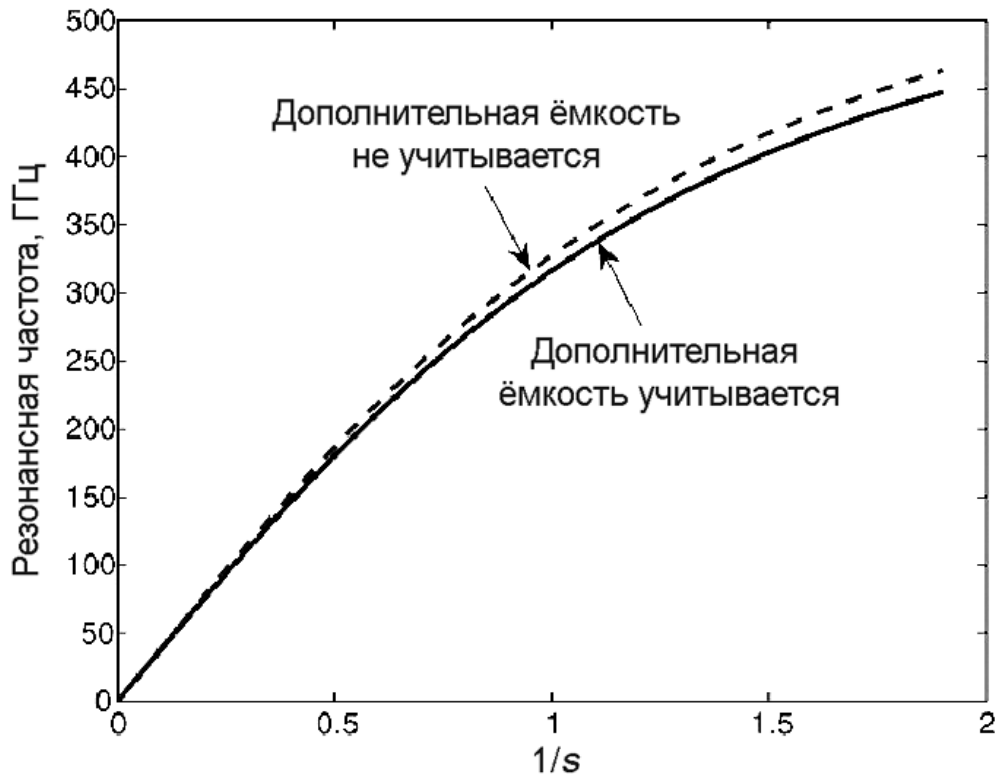


Рис. 5.9. Зависимость резонансной частоты ω_0 золотого SRR с одним разрезом от его размеров (s – фактор масштабирования – отношение размера базового резонатора к размеру анализируемого). Расчёт выполнен по формуле (5.8) с учётом и без учёта дополнительной ёмкости C_{add} [120]. Базовым резонатором ($s = 1$) является SRR из [116], для которого были приняты следующие размеры: $l_p = 300$ нм, $d = 34$, $w = t = 45$ нм. При расчёте также приняты: $\epsilon_r = 1$, $\omega_p = 13,8 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}$, $\gamma = 107 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$ (см. табл. 5.1)

Параметр s – коэффициент, на который одновременно изменяются все размеры резонатора относительно размеров SRR, выбранного за базовый, для которого $s = 1$. Здесь базовым является резонатор из работы [116]. Если сравнить расчёт по упрощённой модели [120] и формуле (5.8) с расчётом по более строгой модели и экспериментом, описанными в [116], то наблюдается удивительно хорошее совпадение ($316,4 \text{ ТГц} \big|_{s=1}$ против 330 ТГц). Графики на рис. 5.9 наглядно показывают, как снижается ω_0 при учёте дополнительной ёмкости.

Для учёта потерь в металле добавим в уравнение (5.7) член, содержащий коэффициент затухания γ :

$$\mathbf{J}_d = i\omega\epsilon_0 \left(\epsilon_r - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\gamma\omega} \right) \mathbf{E}.$$

Это приводит к следующей формуле для ω_0

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{(L + L_{add}) + (C + C_{add})} + \frac{R}{(L + L_{add})^2}},$$

где $R = \frac{\gamma l_{eff}}{\epsilon_0 w t \omega_p^2}$ – эквивалентное сопротивление потерь.

Если сравнить $\omega_0 L_{add}$ и R , то получим $\frac{R}{\omega_0 L_{add}} = \frac{\gamma}{\omega_0}$.

Учитывая значения γ для Au и ω_0 для $s=1$ (см. табл. 5.1 и рис. 5.9), получаем $\gamma \ll \omega_0$, т.е. роль потерь в определении резонансной частоты не велика. Однако потери снижают добротность SRR, что особенно важно на оптических частотах. Величина потерь зависит не только от материала SRR, но и формы резонатора, из-за рассеивания электронов на границах и поверхности. Рассеивание играет большую роль, когда средняя длина пробега электронов в металле становится соизмеримой с размерами частей SRR и неоднородностей на поверхности.

Таким образом, для максимального повышения резонансной частоты SRR надо уменьшать знаменатель в (5.8) насколько это возможно. Но даже при нулевых размерах SRR, когда $L = C = 0$, имеется фундаментальное ограничение $\omega_{0, \max} = 1 / \sqrt{L_{add} C_{add}}$. На очень высоких частотах $\epsilon_r \rightarrow 1$, поэтому $\omega_{0, \max} = \omega_p$. Т.е. резонансная частота SRR не может превышать плазменную частоту металла. Этот вывод был сделан в нескольких работах [116,120], и, в общем-то, он кажется очевидным. Действительно, когда SRR уменьшается настолько, что внутреннее отверстие в кольце резонатора смыкается, то остаётся металл самого наноразмерного кольца (по сути сплошной наночастицы), в которой ещё могут осциллировать свободные электроны и может

существовать магнитное поле. Магнитное поле и магнитный поток вне металла, определяемые бывшей контурной индуктивностью L , исчезают. Частота резонансных колебаний свободных электронов в остающейся металлической наночастице и есть плазменная частота ω_p .

Вернёмся опять к формуле (5.8). Для повышения ω_0 желательно минимизировать площадь поперечного сечения проводника wt , но очевиден предел её уменьшения из-за возрастания потерь. Кроме того, видно, что при уменьшении всех размеров SRR пропорционально параметру s предельная резонансная частота ω_0 зависит от формы частицы. В самом деле, можно записать для очень высоких частот [120]

$$\lim \omega_0 = \frac{\omega_p}{\sqrt{\epsilon_r + \frac{\pi}{2} \frac{I_p}{d}}},$$

откуда следует, что выполнение равенства $\omega_{0.\text{макс}} = \omega_p|_{\epsilon_r=1}$ возможно в принципе, если в процессе уменьшения размеров наночастицы типа SRR её форма изменяется так, чтобы выполнялось условие

$$\lim \frac{I_p}{d} \rightarrow 0,$$

т.е. линейный размер SRR должен уменьшаться в большей пропорции, чем конденсаторный промежуток (разрез в кольце) [120]. Очевидно, что это условие означает одновременное уменьшение геометрических контурных индуктивности и ёмкости ($L \sim I_p$, $C \sim 1/d$).

В рамках LC-модели для SRR величина индуцируемого тока в резонаторе и, соответственно, его магнитное поле (магнитная реакция) пропорциональны $(C + C_{add})$, поэтому для получения оптического метаматериала необходимо ёмкость уменьшать в меньшей пропорции, чем индуктивность, но это противоречит ранее сказанному в отношении предельной резонансной частоты $\lim \omega_0$. Отсюда следует, что выбор формы наночастицы т.е. резонатора SSR, является компромиссом между достижением

высокой резонансной частоты и сильной магнитной реакцией [120].

Эксперименты с кольцевыми резонаторами

Несмотря на успех в создании метаматериалов с отрицательным показателем преломления терагерцевого диапазона многие испытывали сомнения в получении таких же материалов на оптических (терагерцевых) частотах, которые на несколько порядков выше. Причина сомнений – омические потери в металлических плёнках/проводниках резонаторов. Тем не менее, в соответствии с теоретическими предсказаниями были изготовлены и испытаны образцы метаматериалов с индуцированной магнитной реакцией и на терагерцевых частотах. Сначала успешные эксперименты были проведены с резонаторами SSRs из сдвоенных колец в начальной части терагерцевого диапазона, в частности, на частотах ~ 1 ТГц ($\lambda = 300$ мкм) [111], 1-2,7 ТГц [121] и на 30 ТГц (10 мкм) [112]. Затем были выполнены эксперименты с резонаторами из одного разрезанного кольца в ИК области с резонансами около 6 ТГц (50 мкм) [113], 100 ТГц (3 мкм) [114], 125 ТГц (2,4 мкм) [122], 200 ТГц (1,5 мкм) [115] и 330 ТГц (0,9 мкм) [116]. Ниже мы опишем результаты некоторых экспериментов, цель которых заключалась как в апробации кольцевых резонаторов в верхней части терагерцевого диапазона, так и в достижении области насыщения резонансной частоты при уменьшении размеров SRRs. Во всех экспериментах размеры резонаторов были намного меньше длины волны λ в свободном пространстве, по крайней мере, в несколько раз.

Для проведения исследований необходимо было изготавливать экспериментальные образцы, и если для частот порядка 1-10 ТГц было достаточно обычной технологии микроэлектроники, то для более высоких частот пришлось использовать нанотехнологии. Например, изготовление образцов с частотой резонанса около 100 ТГц ($\lambda \approx 3$ мкм) потребовало применения электронной литографии совместно с электронно-лучевым испарением металла [114].

Рассмотрим результаты испытаний образцов на 100 ТГц [114]. Конфигурация и размеры отдельно взятого SRR с одним разрезом представлены на рис. 5.6. Проводники SRRs были изготовлены из золотой плёнки толщиной 20 нм, а сами резонаторы располагались на плоской подложке в виде однослойной квадратной решётки площадью 25×25 мкм². Период решётки составлял 450 нм или 600 нм, или 900 нм, как показано на рис. 5.10, правая колонка.

Падающее электромагнитное излучение будет взаимодействовать с SRRs в двух случаях:

1) если вектор электрического поля **E** имеет компоненту, нормальную к пластинам конденсатора **C**, т.е. направленную поперёк разреза в кольце резонатора; в этом случае имеет место электрическая индукция заряда на конденсаторе, а ток в LC-контуре возникает вследствие разряда конденсатора **C** через **L**;

2) если вектор магнитного поля **H** имеет компоненту, нормальную к плоскости катушки **L** резонатора. В этом случае ток в контуре – результат магнитной индукции.

При нормальном падении излучения на решётку SRRs реализуется 1-й случай (отсутствует компонент **H**, нормальный к плоскости SRRs). Для реализации второго можно направить излучение **TE**-типа под углом, если решётка SRRs – однослойная, или вдоль плоскости подложки, если решётка – многослойная. Таким образом, можно управлять возбуждением магнитного резонанса, выбирая ту или иную поляризацию, или угол падения возбуждающей волны.

Результаты измерений спектров пропускания и отражения нормально падающего излучения представлены на рис. 5.10. Использовались две поляризации: горизонтальная с вектором **E**, направленным поперёк разрезов в SRRs, и вертикальная с вектором **E**, направленным вдоль разрезов. Нижний ряд на рисунке относится к решётке с резонаторами без разреза.

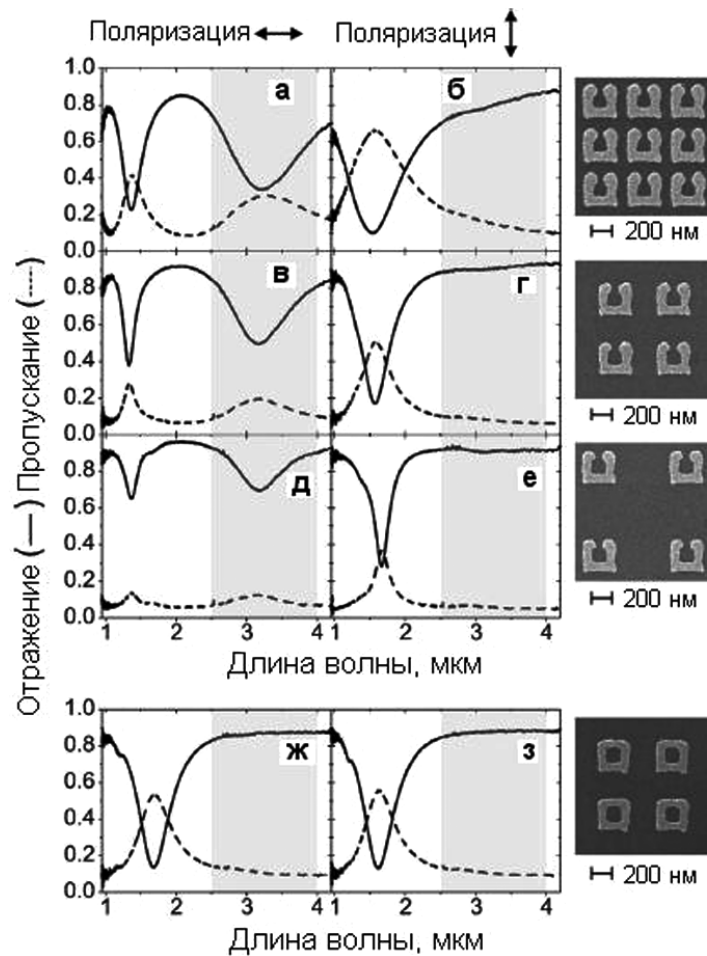


Рис. 5.10. Измеренные спектры пропускания и отражения решёток из золотых SRRs при различной поляризации нормально падающего излучения. Нижний ряд спектров относится к решётке с резонаторами в виде замкнутых колец. Справа приведены электронно-микроскопические изображения решёток с периодами 450 нм (а,б), 600 нм (в,г) и 900 нм (д,е), толщина плёнок – 20 нм. Резонанс на длине волны около 3 мкм (области с серым фоном) является магнитным резонансом отдельных SRRs. Адаптировано из [114]

Спектры при горизонтальной поляризации (левая колонка) имеют два сильно выраженных резонанса, а спектры при вертикальной поляризации и для замкнутых колец при любой поляризации – один. Т.е. длинноволновый резонанс на длине волны около 3 мкм можно считать магнитным резонансом или LC-резонансом отдельных SRRs с электрическим возбуждением,

поскольку при горизонтальной поляризации вектор поля **E** направлен по нормали к пластинам конденсатора С.

Также очевидно, что в случае выполнения резонаторов в виде замкнутого кольца магнитный резонанс не будет возбуждаться в интересующем нас диапазоне при любой поляризации. В самом деле, отсутствует конденсаторный разрез, т.е. его ширина равна нулю, что эквивалентно бесконечной ёмкости и нулевой резонансной частоте, и в результате исчезает колебательный контур.

Спектры пропускания и отражения (особенно положения резонансов) слабо зависят от величины периода решётки SRRs, хотя, конечно, некоторая зависимость наблюдается из-за взаимодействия между резонаторами. Это однозначно свидетельствует о том, что Брэгговская дифракция не играет большой роли.

Коротковолновый резонанс (минимум пропускания в области 1...2 мкм) обусловлен плазмонным или Ми(Mie)-резонансом, главным образом определяющим диэлектрическую проницаемость и возникающим вследствие возбуждения токов, индуцированных электрическим полем в проводниках SRRs [114]. Эти токи параллельны поляризации электрического поля. Этот резонанс не зависит от возбуждения круговых токов в LC-контуре и также имеет место в замкнутых кольцах (рис. 5.10 ж,з).

Было выполнено моделирование данной системы с использованием модели Друде для диэлектрической проницаемости золота с помощью программного пакета CST MICROWAVE STUDIO [114]. Расчётные спектры очень хорошо совпадают с экспериментом.

Был также выполнен эксперимент при угле падения луча 40° относительно нормали с поверхности, так чтобы вектор **H** содержал компонент, нормальный с плоскости SRRs. Как и ожидалось, резонанс на длине волны около 3 мкм не сдвигался.

Рис. 5.11 показывает поведение эффективных проницаемостей (ϵ и μ) вблизи магнитного LC-резонанса, определённых из расчётных данных по рассеиванию излучения для двух ориентаций SRRs относительно падающей волны.

Видим, что только в случае чисто магнитного возбуждения LC-резонанса (рис. 5.11б) эффективная магнитная проницаемость приобретает отрицательное значение на частотах вблизи 85 ТГц.

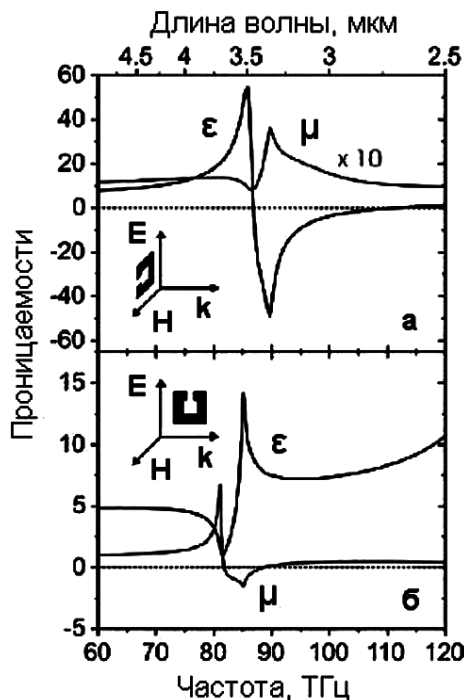


Рис. 5.11. Реальные части эффективных диэлектрической и магнитной проницаемостей вблизи магнитного резонанса при электрическом (а) и магнитном возбуждении (б). На вставках показаны ориентации векторов электромагнитного поля. На нижнем рисунке μ имеет отрицательное значение на частотах вблизи 85 ТГц. Адаптировано из [114]

Теперь рассмотрим результаты экспериментов [115] в области более высоких частот с использованием SRRs, которые похожи на представленные на рис. 5.6, но без небольших выступов на верхнем плече, образующих конденсаторный зазор. Это придало резонаторам U-образную форму, и они соответствовали $3/4$ витка катушки L. Также были уменьшены размеры SRRs: длина плеч составляла 200 нм, ширина вертикальных плеч – 50 нм, ширина нижнего плеча – 80 нм. Резонаторы были изготовлены из золотой плёнки толщиной 30 нм с помощью электронной литографии и

электронно-лучевого испарения. Как обычно, золото наносилось на стеклянную подложку толщиной 1 мм с подслоем (5 нм) из оксида индия/олова (ITO) для устранения зарядки электронрезиста (полиметилметакрилата PMMA 950k). SRRs составляли однослойную квадратную решётку на площади $10 \times 10 \text{ мкм}^2$ с периодом около 450 нм.

Как и в предыдущем эксперименте, применялось электрическое и магнитное возбуждение резонансов. При электрическом возбуждении излучением, нормально падающим на подложку, были получены спектры пропускания и отражения, аналогичные показанным на рис. 5.10, но с магнитным резонансом на частоте около 200 ТГц и длине волны $\lambda \approx 1,5 \text{ мкм}$. Повышение в 2 раза резонансной частоты LC-контура обусловлено уменьшением размеров SRRs по сравнению с [114], но главным образом благодаря возросшему отношению толщины SRRs к их боковым размерам.

При вертикальной поляризации нормально падающего излучения исчез магнитный резонанс, как и на спектрах, приведённых на рис. 5.10 (средняя колонка), и остался только плазмонный резонанс Ми (Mie) на длине волны 950 нм. Этот резонанс связан с накоплением зарядов на вертикальных плечах SRRs. При горизонтальной поляризации возбуждался резонанс Ми на нижнем плече SRRs.

Рассмотрим чисто магнитное возбуждение магнитного резонанса [115]. Для этого излучения различной поляризации направлялось на подложку с однослойной решёткой из SRRs под разными углами, результаты измерений спектров пропускания представлены на рис. 5.12. На рис. 5.12a электрическое поле не может возбудить LC (магнитный) резонанс на $\lambda \approx 1,5 \text{ мкм}$ ни при каких углах падения, т.к. вектор \mathbf{E} направлен не поперёк, а вдоль конденсаторного зазора. Напротив, магнитное поле приобретает составляющую по нормали к плоскости, возрастающую с увеличением угла падения и способную индуцировать ток в LC-контуре. Этот ток приводит к магнитному дипольному моменту, направленному против внешнего поля. Очевидно, что магнитный момент тем

больше, чем больше угол падения, поэтому провал в спектре на $\lambda \approx 1,5$ мкм наиболее заметен при $\alpha = 60^\circ$.

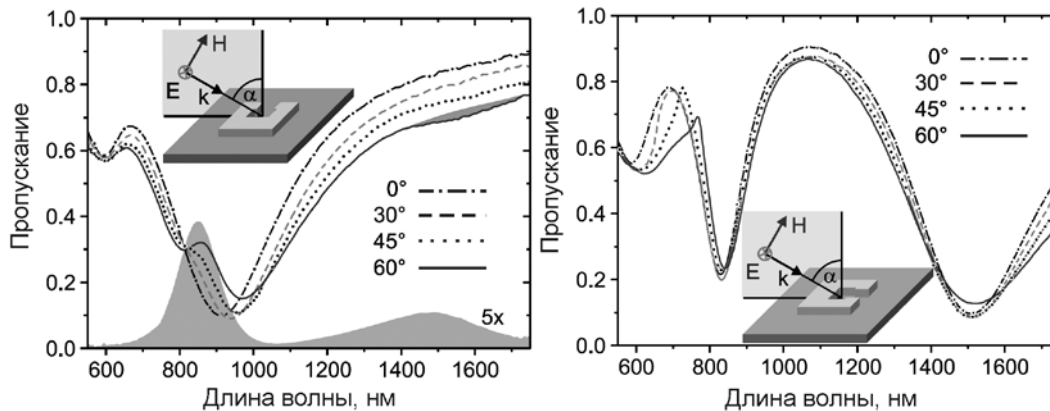


Рис. 5.12. Спектры пропускания решётки из SRRs, измеренные при углах падения α : 0° , 30° , 45° и 60° . На вставках показана поляризация падающего излучения. Адаптировано из [115]

Ещё одной особенностью спектров на рис. 5.12а является расщепление плазмонного резонанса Ми (Mie) при нормальном падении на $\lambda \sim 900$ нм на два при наклонном падении. Это связано с фазовым сдвигом (задержкой) возбуждения резонансов в обоих вертикальных плечах SRR и появлением компенсирующего тока в нижнем плече, что приводит в свою очередь к генерации циркулирующего тока в LC-контуре и, соответственно, магнитного дипольного момента. При $\alpha = 60^\circ$ второй магнитный резонанс имеет место на длине волны $\lambda \sim 800$ - 900 нм, которая находится на границе ИК и видимого света.

Циркуляция тока в нижнем плече SRR согласно законам излучения диполя Герца должна приводить к излучению вперёд с компонентом электрического поля, ортогональным к поляризации падающего поля, т.е. к вращению поляризации. Такое вращение действительно наблюдалось в эксперименте и при моделировании SRR [115] (спектр ортогональной составляющей показан серым фоном на рис. 5.12а). Это служит ещё одним подтверждением существования магнитных резонансов.

На рис. 5.12б показаны спектры для второй конфигурации поляризации. В этом случае обе составляющие падающей волны (и электрическая, и магнитная) могут взаимодействовать с SRR при наклонном падении, т.е. фундаментальный магнитный резонанс на длине волны 1,5 мкм зависит от обеих составляющих электромагнитного поля. Плазмонный резонанс M_i на длине волны около 800 нм в этом случае не зависит от угла падения α .

Было проведено восстановление значений эффективных значений диэлектрической постоянной и магнитной проницаемости из расчётных спектров пропускания и отражения [115]. Форма зависимости восстановленной магнитной проницаемости от λ близко напоминает ту, которая представлена на рис. 5.11б на $\lambda \sim 3,5$ мкм. Отрицательная проницаемость с минимальным значением $\mu = -0.25$ имела место на длине волны 1.67 мкм. Это значение может быть улучшено путём увеличения количества SRRs, приходящихся на единицу площади поверхности, т.е. путём увеличения “силы осциллятора” магнитного резонанса.

Поскольку частота 200 ТГц и длина волны 1,5 мкм должны соответствовать начальной части диапазона “насыщения” частот, когда начинают сказываться “кинетическая” индуктивность и внутренняя ёмкость проводников резонаторов, экспериментаторы (для подтверждения эффекта “насыщения”) стремились попасть в этот диапазон путём максимального уменьшения размеров SRRs. Данный вопрос исследовался в работе [116].

На рис. 5.13 приведено изображение решётки из золотых резонаторов на стеклянной подложке, изготовленной (как и ранее) с помощью электронно-лучевой литографии и электронно-лучевого испарения и с предварительным покрытием подложки проводящим слоем оксида индий/олово (ITO) толщиной 5 нм для устранения зарядки поверхности при электронной литографии [116]. Площадь, занимаемая решёткой, составляла 25×25 мкм². Ширина зазора в SRRs – 35 нм. Для усиления магнитного резонанса была увеличена толщина проводников (т.е. металлической плёнки) по сравнению с ранее описанными экспериментами (это хорошо показано на нижней вставке на рис. 5.13 и видно на самом рисунке), поэтому

резонаторы уже являются скорее объёмными, а не плоскими объектами.

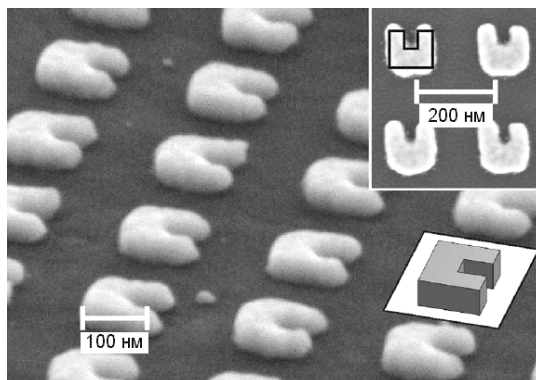


Рис. 5.13. Электронно-микроскопическое изображение решётки из золотых SRRs. Верхняя вставка показывает взаимное расположение SRRs, нижняя – контур объёма SRRs. Адаптировано из [116]

Измерения спектров пропускания выполнялись с помощью вертикально направленного луча с малой расходимостью. На рис. 5.14 приведены результаты измерений для двух поляризаций, показанных стрелками в верхней части рисунка. Как видно, поляризация влияет на результаты измерений. При горизонтальной поляризации (рис. 5.14а) возбуждаются два резонанса, при вертикальной (рис. 5.14б) – один на частоте около 480 ТГц.

Очевидно, что резонанс на частоте около 330 ТГц ($\lambda \approx 900$ нм), отмеченный стрелкой, является магнитным резонансом, возбуждаемый электрическим полем падающего излучения, которое заряжает конденсатор (поверхности разреза) SRRs. В свою очередь разрядка этого конденсатора вызывает ток в L-части кольцевого резонатора и генерирует магнитный дипольный момент, перпендикулярный плоскости SRRs. При вертикальной поляризации электрическое поле падающей волны не может зарядить конденсатор.

Высокочастотный резонанс – резонанс Ми (Mie) или плазмонный электрический резонанс, соответствующий генерации электрического диполя, осциллирующего в горизонтальном плече резонатора при горизонтальной

пакета FEMLAB [116]. Для этого диэлектрическая проницаемость металла (Au) описывалась не обычной упрощённой моделью Друде, а использовались табулированные экспериментальные данные для частот до 1595 ТГц. Для частот до 155 ТГц, как оказалось, можно было использовать модель Друде. Показатель преломления подложки – 1,5. Размеры моделируемого резонатора (см. нижнюю вставку на рис. 5.14г): $l_x = 110$ нм, $l_y = 95$ нм, $w_x = 38$ нм, $w_y = 50$ нм, толщина $t = 45$ нм, постоянная (период) квадратной решётки из SRRs $a = 240$ нм. Эта модель хорошо представляет реальные SRRs (рис. 5.13). Результаты расчётов представлены на рис. 5.14, нижний ряд. Они хорошо согласуются с экспериментом за исключением того, что расчётные резонансы более глубокие и уже, чем экспериментальные. Однако при учёте разброса размеров реальных SRRs с помощью нормализованного распределения Гаусса в частотной области (штриховые линии на рис. 5.14 а,в) согласие стало просто превосходным.

На рис. 5.15 приведены результаты расчётов для проверки того, попадает ли магнитный резонанс исследуемого образца в область насыщения. Расчёты были выполнены с использованием реальной ϵ для Au для двух случаев: 1) все размеры SRRs изменялись на фактор (коэффициент) масштабирования s относительно размеров ранее моделированного резонатора и 2) изменялись только боковые размеры резонаторов при постоянной толщине золотой плёнки t .

Результаты для первого случая показаны на рис. 5.15 кружками, а для второго – треугольниками. В обоих случаях частоты магнитного резонанса для $s = 1$, т.е. для нашего образца, попадают в область насыщения, где уже не соблюдается условие $\omega_{LC} \propto 1/s$, и нельзя ожидать отрицательной μ вблизи резонанса.

Сплошная линия на рис. 5.15 является аппроксимацией данных для 1-го случая, она имеет вид $\omega_{LC} \propto 1/\sqrt{s^2 + \text{Const}}$ и даёт максимальное значение частоты магнитного резонанса $\omega_{LC.\text{макс}} = 2\pi \times 373$ ТГц. Таким образом, полностью подтверждается существование области насыщения для частот магнитного резонанса при уменьшении размеров SRRs.

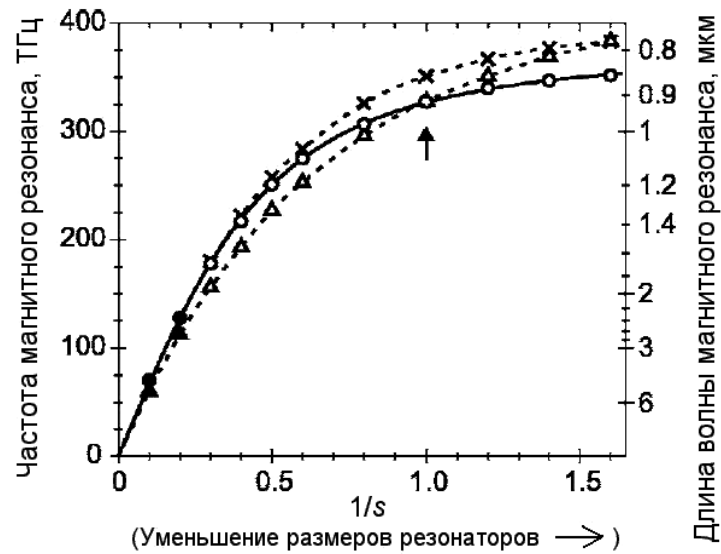


Рис. 5.15. Влияние фактора масштабирования s (уменьшения размеров SRRs) на частоту магнитного резонанса решётки, показанной на рис. 5.13. Материал SRRs – Au (кружки и треугольники) и Ag (крестики). Кружки – масштабирование всех размеров, треугольники – масштабирование боковых размеров при фиксированной толщине SRRs. Светлые кружки – для расчёта использовалась экспериментально измеренная ϵ для Au, чёрные кружки и треугольники – для ϵ использовалась модель Друде. Сплошная линия – аппроксимация для ω_{LC} , приведённая в тексте. Стрелка указывает на магнитный резонанс, который также показан стрелкой на рис. 5.14a Адаптировано из [116]

Отсюда следует вывод – нет практического смысла в дальнейшем уменьшении размеров кольцевых резонаторов относительно размеров исследуемого образца.

Начальная часть кривых на рис. 5.15 (чёрные кружки и треугольники) получена при использовании модели Друде для диэлектрической проницаемости металла (Au), и видно, что модель Друде хорошо работает на относительно низких частотах.

На рис. 5.15 также представлены данные для SRRs из серебра (были использованы экспериментальные значения ϵ для Ag) и видно, что в области исследованных параметров частоты магнитных резонансов выше частот для золота, что согласуется с тем, что плазменная частота для Ag выше плазменной частоты для Au.

Изотропный метаматериал для терагерцевого диапазона, составленный из симметричных элементарных ячеек на основе кольцевых резонаторов

Ранее рассмотренные однокольцевые резонаторы с четырьмя разрезами интересны не только с точки зрения повышения возможных резонансных частот по сравнению с SSRs с одним разрезом (см. рис. 5.7), но и для создания на их основе симметричных кубических элементарных ячеек для изотропного метаматериала. На рис. 2.4 показана аналогичная ячейка, содержащая три SSRs на трёх взаимно перпендикулярных гранях; при этом каждый SSR образован двумя разрезанными кольцами.

Однако в случае применения резонаторов с одним разрезом имеет место нежелательный эффект возбуждения магнитного резонанса электрическим полем при его ориентации поперёк ёмкостного зазора (см. вышеприведённое описание экспериментов), т.е. имеет место зависимость от поляризации падающего излучения. Если применять SSRs с четырьмя зазорами, как показано на рис. 5.16, отрицательное преломление не должно зависеть от направления распространения и поляризации падающей электромагнитной волны.

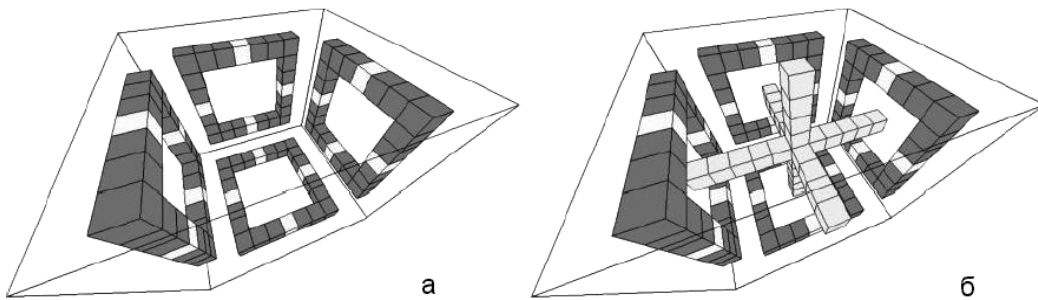


Рис. 5.16. Структуры полностью симметричных кубических элементарных ячеек для изотропных метаматериалов: а – ячейка магнитного метаматериала, содержащая SSRs с 4-мя разрезами; б – ячейка LHM-метаматериала, также содержащая протяжённые проволоочки. Разрезы в SSRs заполнены диэлектриком с большим $\epsilon = 300$ для снижения частоты магнитного резонанса. Интерфейсы параллельны левым и правым граням ячеек. Адаптировано из [123]

Было проведено численное моделирование данной структуры для проверки её изотропных свойств [123]. В качестве материала SRRs и проволок было взято серебро, а для аппроксимации его диэлектрической проницаемости в области частоты 1 ТГц применялась модель Друде. Данные моделирования композиционного метаматериала отлично согласовались с данными для однородного материала с соответствующими значениями диэлектрической и магнитной проницаемостей. Таким образом, рассмотренный подход – это путь к получению изотропного метаматериала.

5.2 Технология получения многослойных метаматериалов терагерцевого диапазона на основе резонаторов из разрезанных колец

Рассматривая в предыдущем разделе эксперименты с образцами метаматериалов терагерцевого диапазона, мы также указывали на способ их изготовления. Поскольку речь шла об однослойных образцах (т.е. о 2D материалах, как показано на рис. 5.6 и рис. 5.13), достаточно было ограничиться технологией, основанной на электронно-лучевой литографии и электронно-лучевом испарении металла, чтобы получить узор из резонаторов на плоской диэлектрической подложке. Электронно-лучевая литография выполнялась по методу “взрывной” (lift-off) литографии, при которой металл (в данном случае золото) наносился испарением электронным лучом на рисунок из электронно-резиста, а затем резист удалялся путём растворения вместе с лежащим на нём металлом. Таким образом, металл оставался на подложке только в местах, не покрытых резистом.

Подобный подход был реализован и при изготовлении четырёхслойного образца метаматериала на основе резонаторов из разрезанных колец, описанного в [124], но в данном случае осуществлялось последовательное осаждение одного 2D слоя с SRRs на другой с образованием в итоге 3D структуры. Аналогичная технология осаждения пятислойных структур также

применялась для изготовления фотонных кристаллов с запрещённой фотонной зоной [125].

Очевидно, что в данном случае также требовалось решить проблемы планаризации, отделения слоёв друг от друга диэлектриком и совмещения рисунков всех слоёв. Здесь планаризация – это процедура выравнивания верхней поверхности материала с помощью дополнительного диэлектрического слоя. В противном случае неровности поверхности, вызванные выступами металлических SRRs, будут препятствовать последовательному наложению рисунков. На рис. 5.17 представлена геометрическая структура элементарной ячейки такого четырёхслойного метаматериала, состоящего из резонаторов U-образной формы.

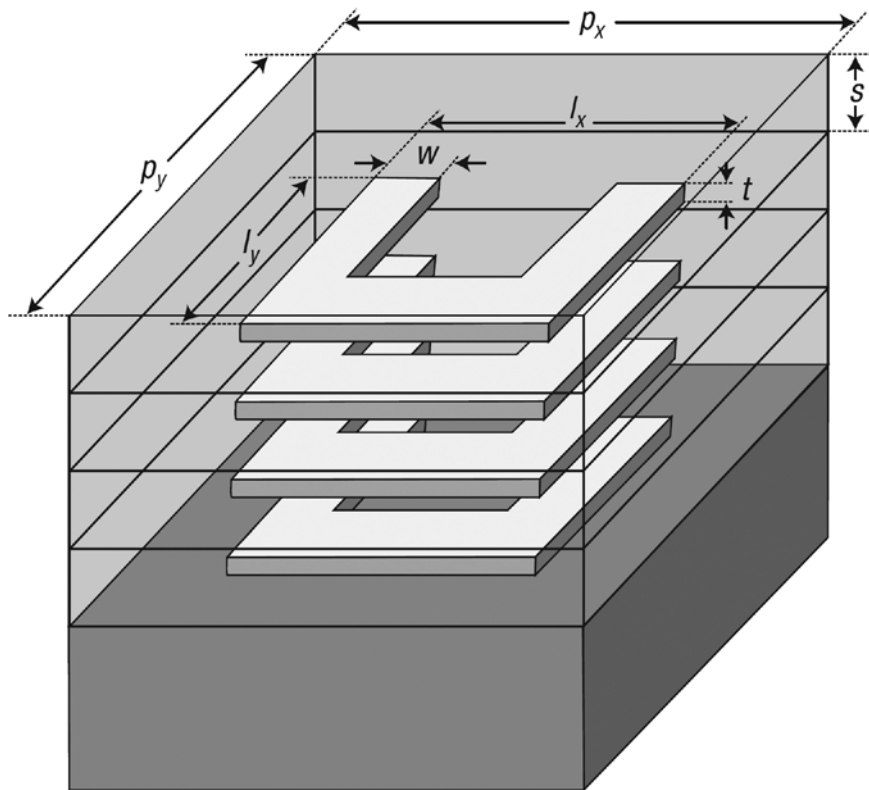


Рис. 5.17. Структура элементарной ячейки из 4-х слоёв резонаторов U-образной формы с размерами: $l_x = 430$ нм, $l_y = 380$ нм, $w = 80$ нм, $t = 20$ нм, $s = 70$ нм, $p_x = 700$ нм, $p_y = 700$ нм [124]

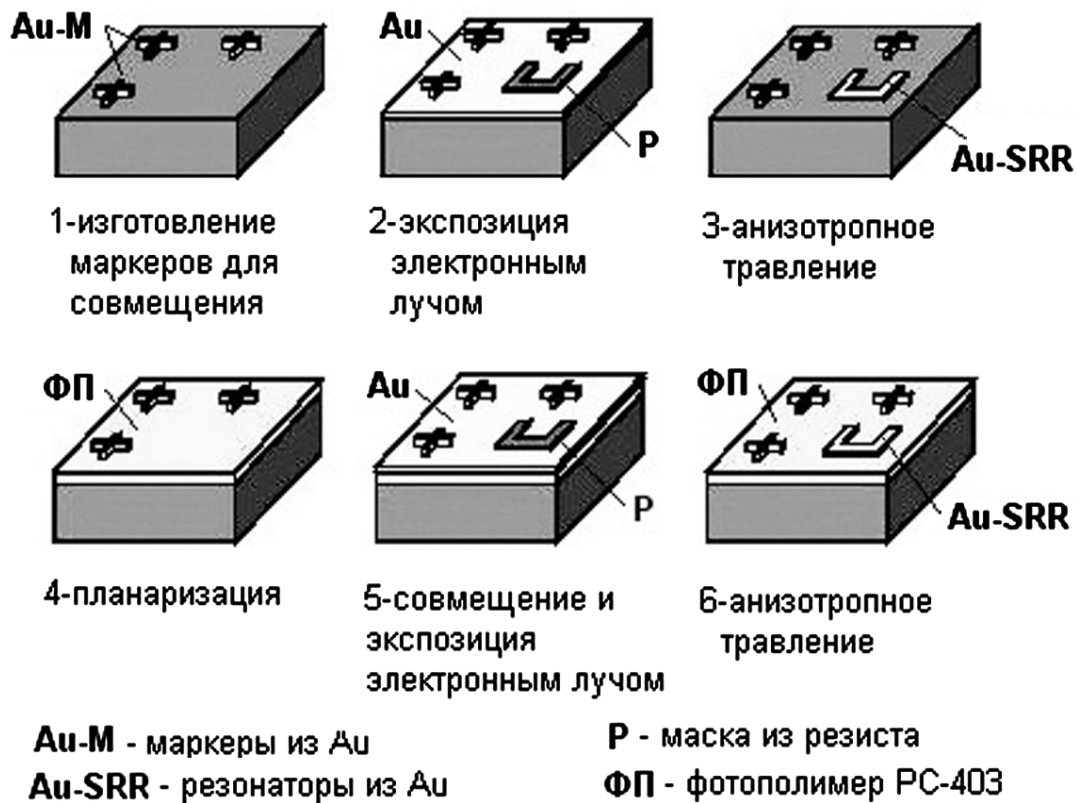


Рис. 5.18. Схема технологического процесса изготовления многослойного метаматериала с резонаторами U-образной формы. Адаптировано из [124]

Итак, технологический процесс изготовления многослойного метаматериала состоял в следующем (см. рис. 5.18). Сначала на подложке из кварцевого стекла создавали систему из 3-х или более маркеров размером $4 \times 100 \text{ мкм}^2$ из золотой плёнки толщиной 250 нм с помощью взрывной литографии. Эти маркеры нужны были для выполнения процедуры позиционирования подложки перед экспозицией (облучением электронно-резиста) электронным лучом. Выбранная толщина маркеров позволяла отчётливо их различать в процессе нанесения нескольких слоёв. В данном случае погрешность совмещения рисунков отдельных слоёв не превышала 10 нм.

Затем подложка покрывалась последовательно слоями золота толщиной 20 нм с помощью электронно-лучевого испарения и негативным электронно-резистом. После облучения электронным лучом на слое золота формировалась по стандартной процедуре

маска из резиста (позиция 2 на рис. 5.18). Следующий этап – ионно-лучевое распыление (анизотропное травление ионами Ar^+) золота для получения под резистом конфигурации SRRs. После удаления резиста получаем рисунок на подложке из кольцевых резонаторов (позиция 3 на рис. 5.18).

После литографии выполнялась планаризация путём нанесения центрифугой слоя фотополимера PC403 толщиной 70 нм. Благодаря термообработке полимер затвердевает и используется в дальнейшем в качестве диэлектрика-спейсера, разделяющего слои с SRRs (позиция 4 на рис. 5.18).

Затем многократно повторяются процессы нанесения золота, электронной литографии и планаризации. Последний защитный слой – из полимера PC403. Образцы метаматериала создавались на поверхности подложки площадью $200 \times 200 \text{ мкм}^2$.

Для того, чтобы корректно совмещать рисунки отдельных слоёв, требовалось обновление поверхности маркеров (для сохранения их размеров). Для этого вводилась процедура удаления полимерного слоя PC403 с поверхности маркеров посредством травления в кислородной плазме с использованием теневой маски для защиты остальной поверхности структуры. В результате полимер удалялся только с поверхности маркеров. Второй возможный вариант обработки маркеров, пригодный для наращивания большого количества слоёв с SRRs или даже для получения объёмного метаматериала, заключается в дополнительном дорасширении слоя золота на маркерах одновременно с формированием рисунка SRRs на каждом отдельном слое. В этом варианте поверхность маркеров не будет подвергаться многократному ионному и плазменному травлению.

Рис. 5.19 показывает внешний вид (электронные микрографии) изготовленного метаматериала и реальные размеры его структурных элементов. Как видно, получена многослойная структура с хорошим совмещением рисунков SRR-резонаторов соседних слоёв.

Теперь интересно рассмотреть характеристики полученного метаматериала, которые были измерены в ИК диапазоне при нормальном угле падения внешнего излучения на образец и представлены в работе [124]. Измеренные спектры отражения

нормировались по спектру отражения от полированного алюминия.

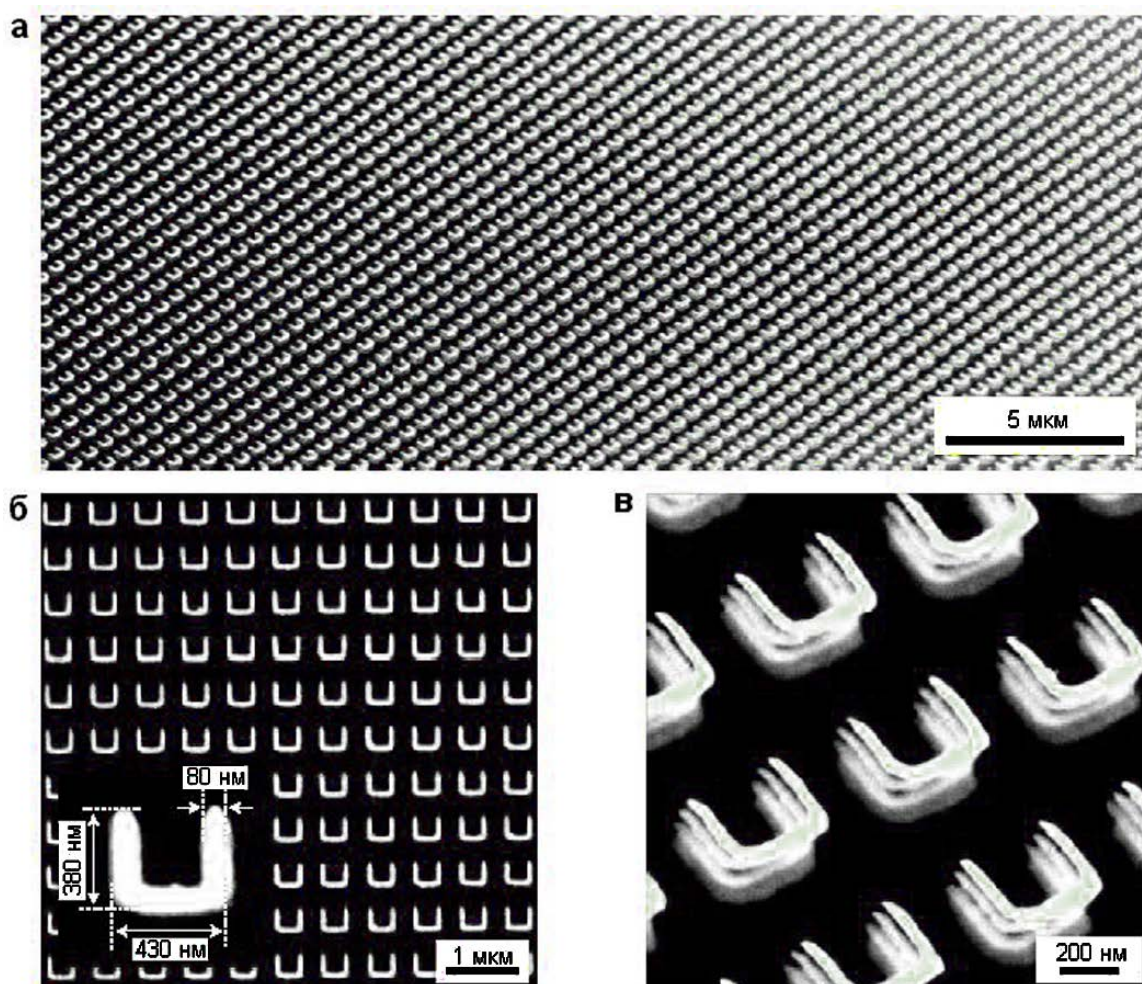


Рис. 5.19. Изображения четырёхслойного метаматериала с резонаторами U-образной формы, полученные с помощью электронного сканирующего микроскопа. Вставка на рис. “б” показывает реальные размеры SRR. Адаптировано из [124]

Также выполнялось моделирование поведения метаматериала с помощью известного программного пакета CST MICROWAVE STUDIO. Показатели преломления были приняты равными 1,55 для полимера PC403 и 1,5 для подложки. Величина ϵ для объёмного золота в ИК диапазоне описывалась моделью Друде с плазменной частотой

$\omega_p = 1,37 \times 10^{16} \text{ с}^{-1}$ и постоянной затухания $\omega_c = 1,22 \times 10^{14} \text{ с}^{-1}$. Для учёта рассеивания на поверхности и границах зёрен в плёнке, постоянная затухания бралась в 3 раза больше объёмного значения. На рис. 5.20 приведены спектры отражения и рассчитанные с их помощью эффективные проницаемости метаматериала ϵ_{eff} и μ_{eff}^* .

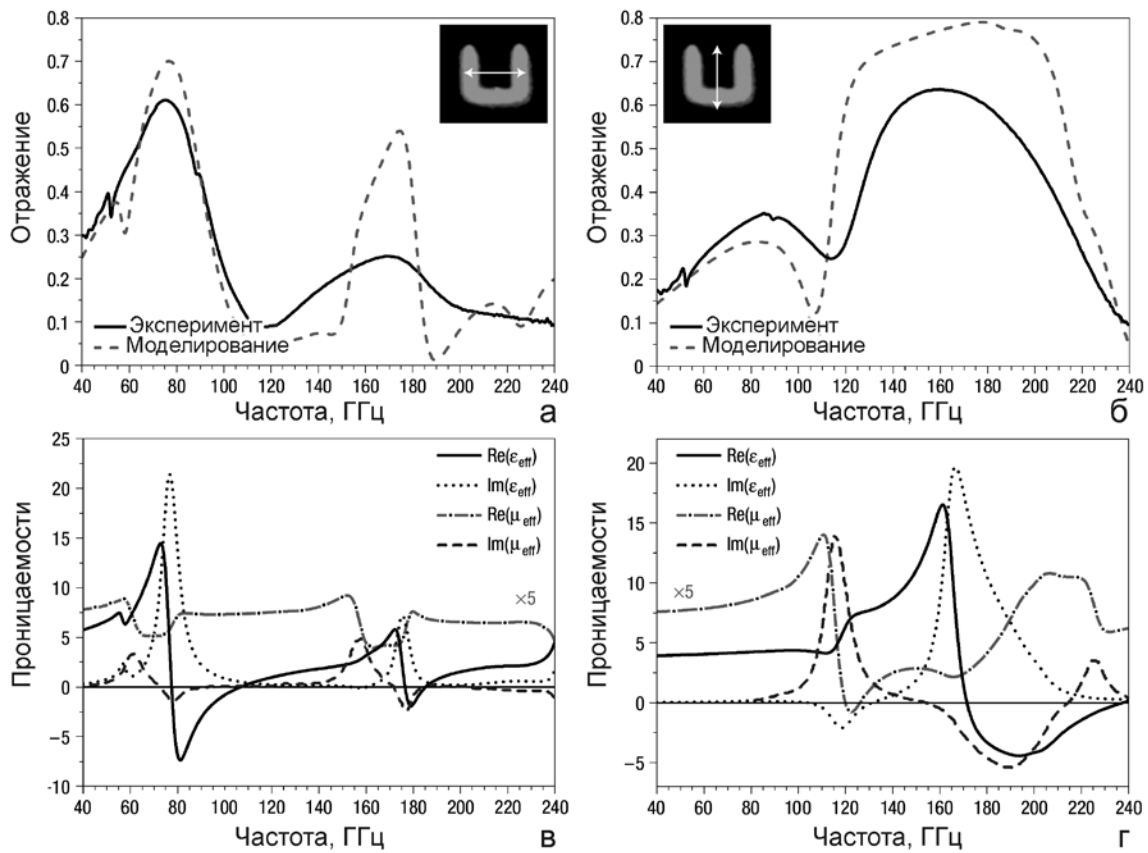


Рис. 5.20. Спектры отражения и рассчитанные проницаемости четырёхслойного метаматериала с резонаторами U-образной формы, для двух поляризаций падающего излучения: слева – параллельной и справа – перпендикулярной. Вставки на верхних рисунках показывают поляризацию падающего излучения. Структура слоёв показана на рис. 5.19. Адаптировано из [124]

При параллельной поляризации наблюдаются 2 низко-частотных резонанса вблизи 60 и 80 ТГц с сильно выраженной

* На рис. 5.20 в обозначениях эффективных ϵ_{eff} и μ_{eff} опущены индексы “eff”.

дисперсией для ϵ_{eff} вблизи 80 ТГц и изменением реальной части $\text{Re}(\epsilon_{eff})$ от 14,5 до $-7,5$, см. рис. 5.20(а,в). Параллельная поляризация падающего излучения также обеспечивает возбуждение магнитных дипольных моментов в соответствии с ранее обсуждённым механизмом. В работе [124] наблюдаемое поведение спектров отражения и проницаемостей метаматериала объясняют эффектами гибридизации плазмонных мод в результате сильного взаимодействия между модами в резонаторах, находящихся в соседних слоях. При этом могут возбуждаться как симметричные, так и асимметричные моды, в зависимости от направлений токов в верхних и нижних SRRs. В случае симметричной моды (на 80 ТГц) токи в резонаторах текут параллельно. Резонансы на более высоких частотах ассоциируются с плазмонными модами высокого порядка.

В случае перпендикулярной поляризации падающего излучения круговой ток не может возбуждаться в SRRs из-за структурной симметрии резонаторов по отношению к направлению вектора электрического поля (оно направлено параллельно электродам конденсатора, образованного разрезом в SRR). Этот вопрос ранее обсуждался в разделе 5.1.

Отрицательные значения ϵ_{eff} и μ_{eff} наблюдаются вблизи 200 и 120 ТГц, соответственно (рис. 5.20г). Эти резонансы также ассоциируются с плазмонными модами с токами, текущими вверх и вниз в боковых плечах SRRs. На частоте 200 ТГц эти токи идут синфазно во всех 4-х резонаторах, расположенных в соседних слоях друг над другом, что приводит к сильно электрической реакции и отрицательной ϵ_{eff} в широкой полосе от 170 до 235 ТГц. Но на частотах около 120 ТГц имеет место антисимметричная комбинация с противофазными токами для 2-х верхних и 2-х нижних SRRs. Антипараллельность токов приводит к магнитной реакции на внешнее электромагнитное поле, магнитному резонансу и отрицательной μ_{eff} в диапазоне вблизи 120 ТГц (рис. 5.20г).

Фактически, описанная картина сильно напоминает плазмонные эффекты в метаматериале, собранного из спаренных отрезков проводников, который сейчас рассматривается как один

из вариантов для продвижения в диапазон оптических частот. При этом следует особо отметить, что именно слоистая структура метаматериала с расположенными друг над другом резонаторами обеспечивает возможность возбуждения антисимметричной моды и магнитного резонанса, а симметричная мода обеспечивает возможность возбуждения электрического резонанса, что в совокупности может привести к отрицательному показателю преломления.

Очевидно, что на связь между SRRs в соседних слоях и на резонансные частоты влияет диэлектрическое окружение, в частности, подложка и полимерные спейсерные слои. Это приводит к различию в резонансах для слоёв вблизи подложки, в средней части метаматериала и на его поверхности.

Также влияет расстояние между слоями (параметр s на рис. 5.17). Результаты моделирования [124] указывают на то, что уменьшение s , т.е. усиление электромагнитной связи между SRRs в соседних слоях приводит к расширению резонансов и, что интересно, к большему разнесу частот (расщеплению частот) для симметричной и антисимметричной мод. При очень большом расстоянии между слоями, резонаторы ведут себя как изолированные объекты. Таким образом, можно управлять характеристиками метаматериала путём регулировки расстояний между соседними слоями резонаторов.

На рис. 5.21 показано, как ведут себя экспериментальные спектры отражения при изменении количества слоёв N в метаматериале для двух ранее использованных поляризаций падающего излучения. Поведение спектров, полученных расчётным путём, хорошо совпадало с поведением экспериментальных спектров [124].

При горизонтальной поляризации (рис. 5.21а) резонанс на частоте около 80 ТГц возрастал и расширялся при увеличении N вследствие взаимодействия между резонаторами соседних слоёв и усиления их корпоративного взаимодействия с падающим излучением. Понижение частоты резонансов при $N > 1$ относительно резонанса однослойного материала можно связать с присутствием диэлектрического спейсерного слоя из полимера PC403. При вертикальной поляризации (рис. 5.21б) резонанс на

частоте около 160 ТГц возрастал и расширялся при увеличении N , что также можно ассоциировать с сильной связью между резонаторами соседних слоёв.

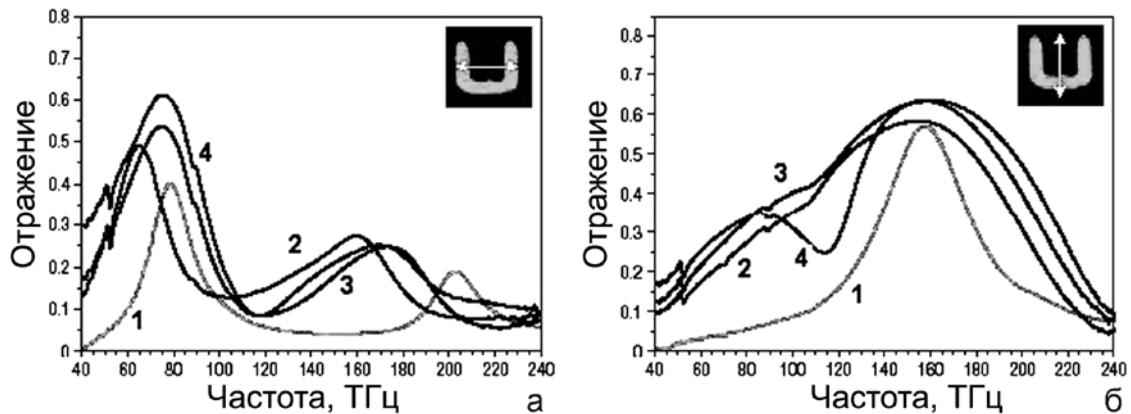


Рис. 5.21. Поведение экспериментальных спектров отражения от метаматериала с резонаторами U-образной формы при изменении количества слоёв для двух поляризаций падающего излучения: а – параллельной и б – перпендикулярной. Цифры на поле рисунков указывают на количество слоёв в отдельных образцах. Структура слоёв показана на рис. 5.19. Адаптировано из [124]

Таким образом, можно существенно менять оптические свойства метаматериала, изменяя количество складываемых слоёв. Кроме того, получение отрицательной эффективной магнитной проницаемости в некотором диапазоне частот позволяет надеяться на получение на этих же частотах отрицательного показателя преломления при комбинации со структурными элементами, создающими эффект отрицательной эффективной диэлектрической проницаемости.

Дополнительные сведения о технологии получения многослойных 3D метаматериалов терагерцевого диапазона можно почерпнуть в [5,8] и Приложении 4. Технологии планаризации многослойных метаматериалов, электронной литографии и нанесения металлических и полимерных слоёв описаны в многочисленной и общедоступной литературе по микроэлектронной технологии.

5.3 Метаматериалы на основе резонаторов из спаренных проводников

Для получения метаматериалов с отрицательным показателем преломления требуются композиции, состоящие из искусственных “электрических атомов” в виде металлических проводников и “магнитных атомов” в виде резонаторов из разрезанных колец SRRs. Более удобным вариантом было бы построение метаматериала из “метаатомов” однотипной конструкции, обладающих одновременно как электрической, так и магнитной реакцией. Выше было показано, что кольцевые резонаторы обладают электрической реакцией наряду с магнитной, но, к сожалению, на разных частотах, поэтому структуры из одних только SRRs не обеспечивают получение отрицательного показателя преломления.

В работах [126-129] было доказано, что пары проводников конечной длины (например, спаренные отрезки проволочек) могут обладать как электрической, так и магнитной реакцией, и ими можно заменить SRR-резонаторы. Более того, было показано, что они способны привести к отрицательному показателю преломления непосредственно, без дополнительных металлических элементов. На рис. 5.22а продемонстрировано, как можно получить структуру, состоящую из спаренных отрезков проводников, из кольцевого резонатора с разрезом. Геометрическая общность спаренных отрезков и кольцевого резонатора указывает и на общность физических процессов в обеих структурах.

Слева на рис. 5.22а показан обычный SRR, который можно рассматривать как один незамкнутый виток катушки с индуктивностью L , последовательно с которым включена ёмкость C , образованная торцами разрезанного проводника витка. Осциллирующее магнитное поле, перпендикулярное к плоскости SRR, вызывает циркулирующий (круговой) ток в катушке. Вблизи LC-резонанса на угловой частоте $\omega_{LC} = 1/(LC)^{1/2}$ круговой ток в катушке генерирует магнитный момент, который перпендикулярен к плоскости катушки и может

противодействовать внешнему магнитному полю, позволяя получить отрицательную магнитную проницаемость.

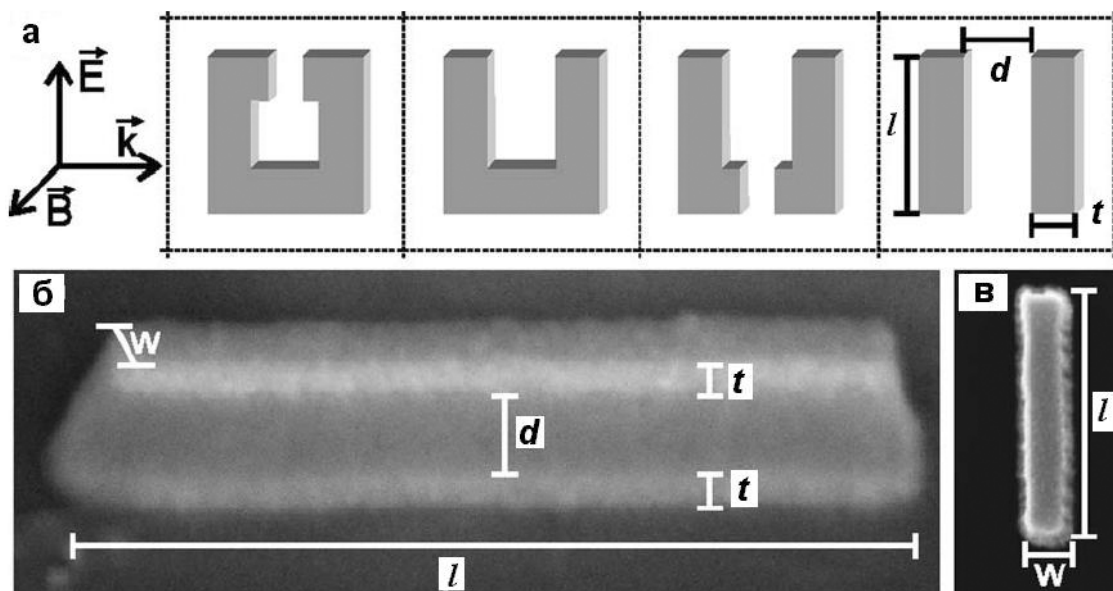


Рис. 5.22. а – схема, иллюстрирующая переход от SRR-резонатора (крайний слева) к спаренным отрезкам проводников (крайние справа), которые являются “магнитными атомами” для оптического метаматериала; б – электронная микрография (вид сбоку с наклоном) реальной мезоструктуры из двух проводников ($w = 150$ нм, $t = 20$ нм, $l = 700$ нм), которые разделены слоем диэлектрика (спейсером) толщиной $d = 60$ нм; в – вид сверху на проводники. Адаптировано из [129]

Расширение щели в SRR с приданием ему “U”-формы уменьшает ёмкость C и, следовательно, приводит к увеличению LC-резонансной частоты. Последующее размыкание нижнего плеча резонатора (т.е. введение щели в нижнее плечо) приводит к образованию второй последовательной ёмкости, что ещё больше уменьшает полную ёмкость в электрическом контуре. Это также приводит к увеличению частоты LC-резонанса. Дальнейшее расширение нижней щели приводит уже к спаренным прямолинейным отрезкам проводников (проволочек или наностержней). Результатом этой трансформации является то, что омические токи в горизонтальных плечах SRR на левой части

рис. 5.22а заменяются токами смещения между концами проводников на правой части этого рисунка.

Здесь необходимо отметить следующее. С одной стороны, мы увеличили частоту LC-резонанса для данного минимального характерного размера SRR; но с другой стороны, при увеличении резонансной частоты и зафиксированном значении периода решётки a уменьшается величина отношения резонансной длины волны λ к a . Истинный метаматериал требует очень большого отношения длины волны к периоду решётки: как правило, λ / a должно быть больше 10 для SRRs. В случае спаренных отрезков проводников это отношение обычно составляет $\lambda / a \approx 2$.

Для того чтобы вызвать чисто магнитную реакцию спаренных проводников на нормально падающее излучение с ориентацией векторов, показанных на рис. 5.22а (т.е. реакцию именно на магнитное поле излучения), резонаторы были изготовлены в виде продолговатой мезаструктуры*, как показано на рис. 5.22б [129]. Проводники представляли собой плёнки из золота толщиной $t = 20$ нм. Диэлектрический слой – спейсер выполнялся из MgF_2 толщиной d с показателем преломления 1.39. Остальные размеры мезаструктуры приведены в подписи к рис. 5.22б.

Резонаторные мезаструктуры изготавливались следующим образом [129]: сначала стеклянная подложка покрывалась 5 нм-слоем проводящего оксида индий/олово для снятия заряда при электронной литографии, затем методом центрифугирования наносился электронно-резист, в качестве которого применяли РММА (полиметилметакрилат). Он подвергался стандартной процедуре обработки, применяемой при электронно-лучевой литографии. После этого последовательно наносили методом электронно-лучевого испарения в вакууме нижний проводящий слой Au, спейсерный диэлектрический слой MgF_2 и верхний проводящий слой Au. Затем осуществляли подрыв резиста в растворителе с удалением нанесённых на резист слоёв. Слои оставались на участках, не покрытых резистом после его

* Термин “мезаструктура” означает “столообразная структура”, которая выступает над плоской подложкой; данный термин заимствован из микроэлектроники.

проявления. Общая площадь образцов с решёткой из резонаторов-мезаструктур составляла 80×80 мкм².

Были проведены измерения спектров отражения и пропускания в ИК диапазоне, которые нормировались, соответственно, по отражению от серебряного зеркала и пропусканию непокрытой подложки [129]. Результаты измерений с образцами, отличающихся длиной проводников и толщиной диэлектрического спейсера, представлены на рис. 5.23. На рисунке также приведены микрографии образцов, полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа.

Пунктирные кривые на рис. 5.23а относятся к образцу с мезаструктурами без верхнего слоя золота, т.е. к решётке из одиночных проводников. Этот образец с одними нижними слоями золота демонстрирует только один вид резонанса при обеих поляризациях – плазмонный резонанс Ми (Mie), т.е. только электрическую реакцию*.

В случае поляризации падающего излучения вдоль длинной оси спаренных проводников (вертикальная поляризация) наблюдаются два резонанса, которые по существу исчезают при ортогональной (горизонтальной) поляризации. Если два проводника были бы одинаковыми и имели одинаковую окружающую среду и были бы одинаково возбуждены излучением с вертикальной поляризацией, то эти два резонанса соответствовали бы симметричной и антисимметричной (соответственно, низкочастотной и высокочастотной) модам в спаренной системе из двух проводников. Однако в данном случае симметрия нарушена реальной геометрией мезаструктур и присутствием подложки под нижним проводящим слоем. В результате оба получающихся резонанса имеют в какой-то степени антисимметричный характер; поэтому они оба имеют соответствующий магнитный дипольный момент, связанный с резонансом для магнитной проницаемости μ_{eff} .

Сравнение рис. 5.23б и рис. 5.23г позволяет оценить влияние толщины спейсера d из диэлектрика MgF_2 на резонансную длину волны. Из вышесказанного о двух связанных осцилляторах

* Характеристики решётки из одиночных проводников также рассмотрены в [130].

следует ожидать, что расщепление двух эффективных резонансов зависит от их связи: в случае тонких или толстых спейсеров связь, соответственно, сильнее или слабее и, следовательно, эти два резонанса спектрально разнесены, соответственно, на большую или меньшую величину.

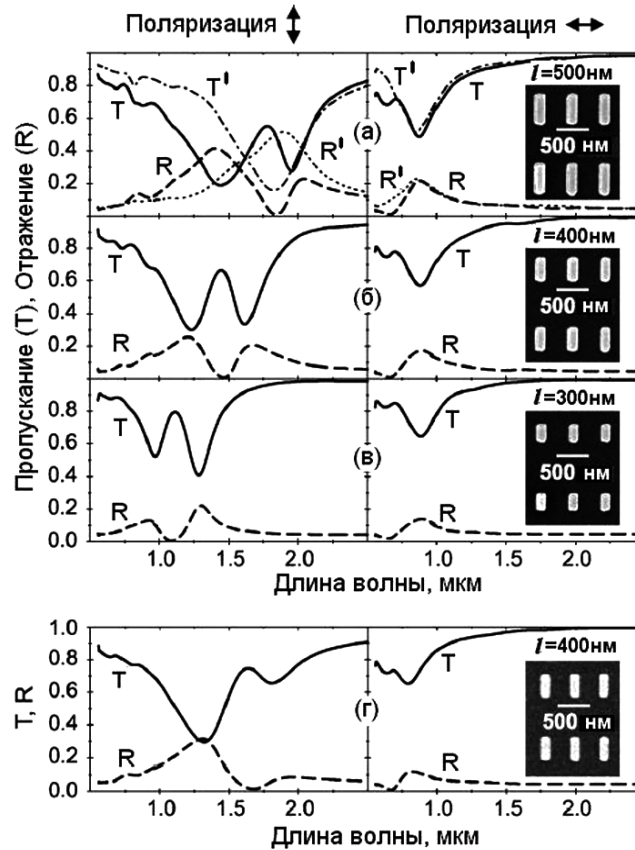


Рис. 5.23. Спектры пропускания (Т) и отражения (R) для спаренных отрезков проводников при вертикальной поляризации падающего света (левая колонка) и горизонтальной поляризации (правая колонка). Изменяемые параметры: а – $l = 500$ нм, б – $l = 400$ нм, в – $l = 300$ нм. Фиксированные параметры: для рис. “а-в”: $w = 150$ нм, $t = 20$ нм, $d = 80$ нм, $a_x = 500$ нм, $a_y = 1050$ нм. Пунктирные кривые на рис. “а” (Т’и R’) – спектры для номинально идентичной структуры, но без верхнего проводника из золота; рис. “г” – как рис. “б”, но $d = 60$ нм, а не 80 нм. Вставки на “а-г” представляют соответствующие электронные микрофотографии (вид сверху). Адаптировано из [129]

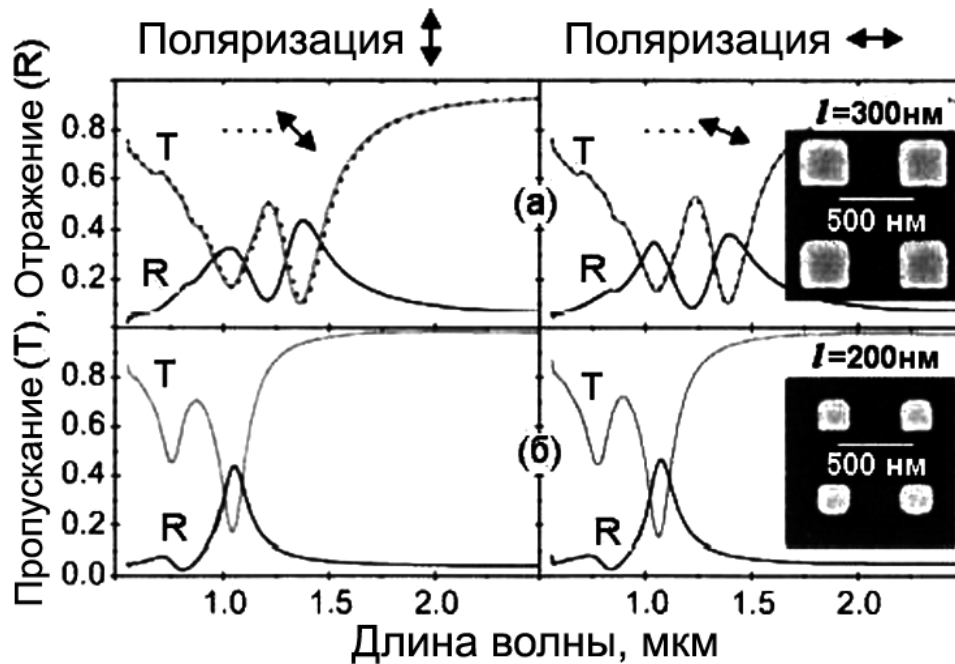


Рис. 5.24. Спектры пропускания (Т) и отражения (R) для спаренных проводящих пластинок при вертикальной поляризации падающего света (левая колонка) и горизонтальной поляризации (правая колонка). Изменяемые параметры: а – $w = l = 300$ нм, б – $w = l = 200$ нм. Фиксированные параметры: $t = 20$ нм, $d = 80$ нм, $a_x = a_y = l + 350$ нм. Сплошные кривые – спектры пропускания для поляризаций, как на рис. 5.23; пунктирные кривые – спектры для поляризации падающего света 45° (левая колонка) и 22.5° (правая колонка). Вставки представляют соответствующие электронные микрофотографии (вид сверху). Адаптировано из [129]

Очевидно, что зависимость характеристик спаренных отрезков проводников от поляризации является нежелательной, поэтому представляет интерес исследование образцов, у которых ширина проводников равняется их длине, т.е. $w = l$. В этом случае спаренные отрезки проводников превращаются в наноскопические спаренные пластинки.

В работе [129] были изготовлены и измерены спектральные характеристики подобных структур. В них метаатомы являлись многослойными таблетками квадратной формы. Результаты измерений представлены на рис. 5.24. Их сравнение со спектрами, представленными на рис. 5.23, свидетельствует об их качественном

подобии, а оптические резонансы даже ещё более выраженные, чем в случае спаренных отрезков проводников. Также очевидно, что изменение размеров $w=l$ позволяет подстраивать спектральное положение резонансов. Главный вывод из полученных результатов заключается в том, что переход от прямолинейных отрезков проводников к квадратным пластинкам привёл к устранению зависимости от поляризации нормально падающего излучения.

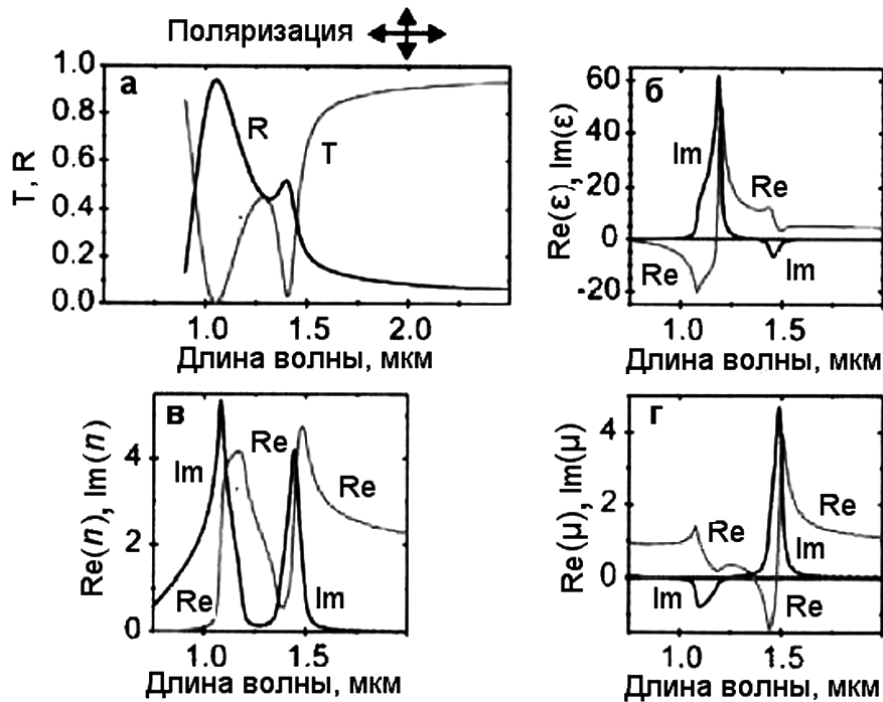


Рис. 5.25. а – расчётные спектры пропускания (Т) и отражения (R) однослойной решётки из спаренных проводящих пластинок, показанной на рис. 5.24а (данные для вертикальной и горизонтальной линейной поляризации полностью идентичны); б-г – расчёт μ_{eff} , n и ϵ_{eff} , соответственно, для многослойной решётки. Адаптировано из [129]

Для решётки из спаренных пластинок были определены значения эффективных проницаемостей метаматериала ϵ_{eff} и μ_{eff} , а также n [129]. С этой целью выполнялось численное моделирование по методике, описанной в предыдущем разделе и включающей модель Друде для золота.

Спектры пропускания и отражения рассчитывались для последовательности слоёв перпендикулярно подложке, т.е. для периодической среды с постоянной решётки $a_z = 130$ нм, а по ним восстанавливались значения μ_{eff} , ϵ_{eff} и n [129]. Рис. 5.25 показывает рассчитанные спектры пропускания и отражения, а также восстановленные параметры структуры, показанной на рис. 5.24а. Расчёт спектрального положения резонансов хорошо согласуется с экспериментом.

Для длинноволнового резонанса получается спектральная область с отрицательной реальной частью $\text{Re}(\mu)$, но неотрицательной $\text{Re}(\epsilon)$ на той же самой частоте и неотрицательной $\text{Re}(n)$. Также представлены графики для мнимых частей $\text{Im}(\mu)$, $\text{Im}(\epsilon)$ и $\text{Im}(n)$. Значения материальных параметров для коротковолнового резонанса и за ним должны рассматриваться с некоторой осторожностью, поскольку постепенно переходим предел для метаматериалов ($a \rightarrow \lambda / 2$), т.е. эффекты периодичности (дифракции) начинают играть роль. Расчёт параметров для решётки, показанной на рис. 5.24б, дал аналогичные результаты в качественном отношении (так же как для решёток из спаренных отрезков проводников, показанных на рис. 5.23). В частности, получена $\text{Re}(\mu) = -1,2$ на длине волны 1,0 мкм [129].

Рассмотрим ещё одну конфигурацию решётки из спаренных проводников (отрезков металлических тонкоплёночных полосок), с которой был впервые получен отрицательный показатель преломления в диапазоне ближнего ИК (на длине волны $\sim 1,5$ мкм [130-132]). На рис. 5.26 схематично изображена данная решётка, её элементы и приведены микрографии, полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа.

Решётка создавалась на стеклянной подложке и имела площадь 2×2 мм² [131,132]. На подложку сначала наносился проводящий слой оксида индий/олово (ИТО) толщиной 180 нм для снятия заряда при электронной литографии (часть образцов была без слоя ИТО). Затем наносился электронно-резист ПММА (полиметилметакрилат), а поверх него слой хрома для снятия заряда при литографии (Cr наносился при отсутствии ИТО). После

электронной экспозиции хром удалялся травлением, и формировалась по стандартной процедуре маска для взрывной литографии. Затем последовательно методом электронно-лучевого испарения осаждали многослойную структуру:

Ti(5 нм)/Au(50 нм)/Ti(5 нм)/SiO₂(50-60 нм)/Ti(5 нм)/Au(50 нм).

Здесь титан являлся адгезионным подслоем.

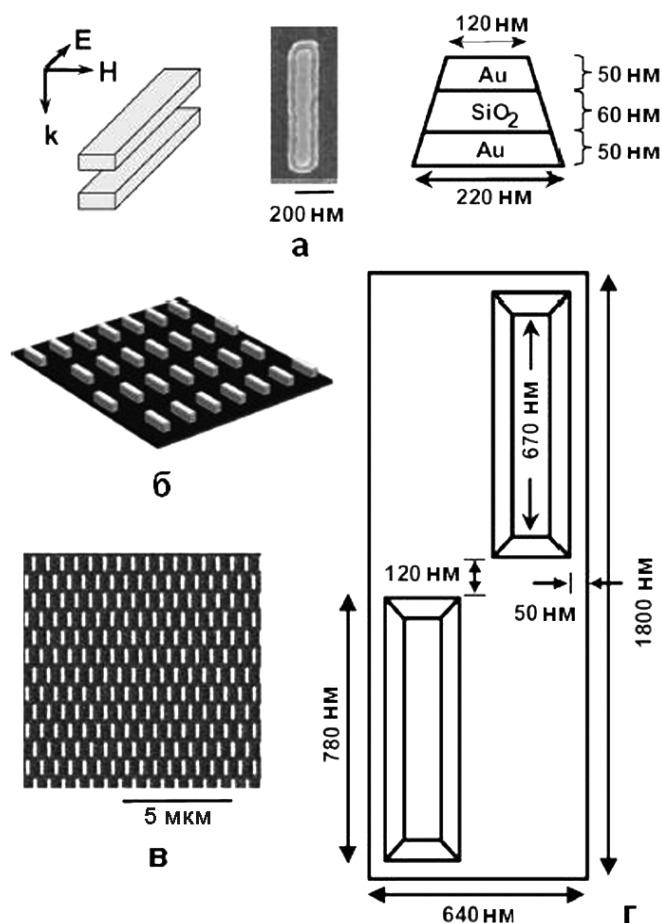


Рис. 5.26. а – слева направо: спаренные плёночные проводники и ориентация векторов падающего излучения, электронная микрография (вид сверху) мезаструктуры с проводниками и диэлектрическим спейсером между ними, сечение мезаструктуры; б – расположение мезаструктур, образующих однослойную решётку; в – электронная микрография (вид сверху) решётки; г – конфигурация и основные размеры элементарной ячейки решётки, состоящей из 2-х мезаструктур. Адаптировано из [131]

После растворения и подрыва резиста вместе с металлом на подложке оставались трапецеидальные мезаструктуры, показанные на рис. 5.26. Нижние проводники мезаструктур имели размеры $780 \times 220 \text{ нм}^2$, а верхние – $670 \times 120 \text{ нм}^2$. Коэффициент заполнения решётки металлом составлял 13,5 %.

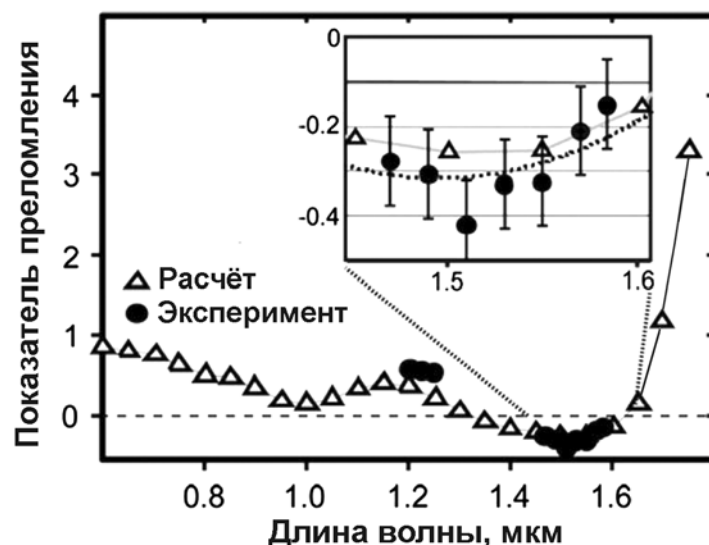


Рис. 5.27. Реальная часть показателя преломления n' однослойной решётки, представленной на рис. 5.26(б,в). Пунктирная линия аппроксимирует экспериментальные данные. На вставке результаты показаны в более крупном масштабе. Адаптировано из [131]

В результате проведённых измерений были получены амплитудные и фазовые характеристики для проходящего и отражённого от решётки излучения, из которых были восстановлены значения показателя преломления. Рис. 5.27 демонстрирует, как ведёт себя реальная часть показателя преломления n' решётки из метаматериала, представленного на рис. 5.26 [131].

Было также проведено моделирование решётки, его результаты показаны на этом же рисунке. Чётко видно, что n' становится отрицательным в диапазоне 1,4-1,6 мкм, включающем полосу около 1,4 мкм, используемую для оптической связи. Максимальная величина отрицательного показателя преломления

составляет $n' = -0,3 \pm 0,1$, что является важным достижением для данной конфигурации метаатомов.

Метаматериал с отрицательным показателем преломления можно выполнить не только в виде решётки из спаренных отрезков проводников, но и в виде решётки из спаренных протяжённых полосок металла [34,130,133,134], как наглядно показано на рис. 5.28. Новая 2D конфигурация более простая и технологичная, чем 3D конфигурация из спаренных отрезков проводников, показанная на рис. 5.26. На рис. 5.29 показано, что конфигурацию из протяжённых спаренных полосок можно получить из большого количества структур-параллелепипедов, содержащих спаренные отрезки проводников прямоугольной формы, если до минимума сократить зазоры между структурами.

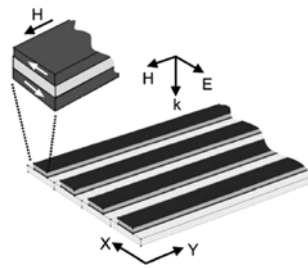


Рис. 5.28. 2D решётка из протяжённых спаренных полосок серебра (чёрный цвет), разделённых диэлектриком-спейсером (Al_2O_3 – серый цвет). Полоски имеют бесконечную длину вдоль оси y и периодически повторяются вдоль оси x . Токи в полосках антипараллельны (показаны белыми стрелками на вставке в более крупном масштабе). Адаптировано из [34]



Рис. 5.29. Получение протяжённых спаренных полосок из набора структур, содержащих спаренные отрезки проводников, путём состыковки структур для образования из отрезков сплошных протяжённых полосок. Токи, индуцированные в полосках, показаны белыми стрелками

Обратим внимание на то, что теперь вектор магнитного поля направлен вдоль полосок, а электрического – поперёк. Типичные параметры протяжённой полосковой структуры: металл полосок – Ag или Au, ширина полосок (по оси x) $w = 140...280$ нм, толщина $t = 13...35$ нм, длина вдоль оси y – не ограничивается, толщина диэлектрического (Al_2O_3) спейсера, разделяющего полоски $d = 40...65$ нм. Период повторения спаренных полосок p вдоль оси x меньше длины волны.

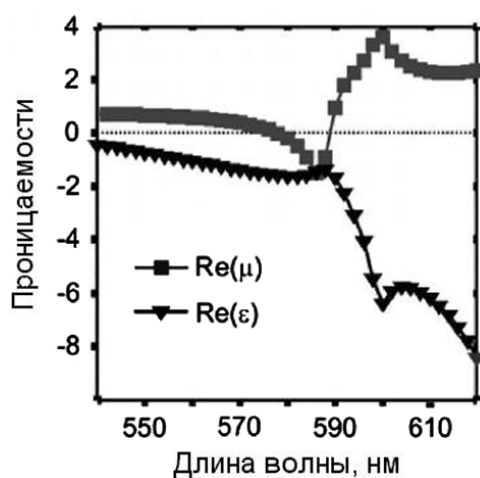


Рис. 5.30. Реальные части электрической и магнитной проницаемостей, полученные при моделировании идеальной решётки из протяжённых спаренных полосок. Адаптировано из [34]

На рис. 5.30 приведены значения реальных (действительных) частей электрической и магнитной проницаемостей, полученных при моделировании одной из полосковой структур методом конечных элементов в частотной области (finite-element frequency-domain – FEMFD) в приближении отсутствия подложки. Видно, что в диапазоне $\lambda = 580...590$ нм обе части могут одновременно иметь отрицательный знак, а структура, соответственно, будет обладать отрицательным показателем преломления [34].

Однако расчёт характеристик решётки из протяжённых спаренных полосок с учётом наличия диэлектрической подложки показывает, что отрицательный показатель преломления появляется на больших длинах волн (~ 1 мкм) [130], а сама

величина показателя преломления существенно зависит от геометрических параметров (ширины и толщины полосок, периода решётки) и электрофизических параметров металла, диэлектриков спейсера и подложки. Так, например, увеличение толщины полосок из золота всего лишь с 13 до 19 нм приводит к исчезновению отрицательного знака показателя преломления n и многократному увеличению положительного значения n [130]. Шероховатость поверхности металла и трапецеидальная форма реальных полосковых структур также сильно сказываются на результатах моделирования и сравнении его результатов с экспериментом [133,134].

Эксперимент и моделирование, учитывающее более-менее реальные параметры, показали, что при облучении решётки из спаренных полосок металла волной ТМ-типа (ориентация векторов такой волны приведена на рис. 5.28, где магнитный вектор направлен вдоль полосок) имеют место магнитный и электрический резонансы на разных длинах волн, как видно на рис. 5.31. Эти резонансы не приводят к отрицательному показателю преломления, но создают эффекты отрицательных реальных частей проницаемостей ϵ' и μ' по отдельности в разных областях оптического диапазона.

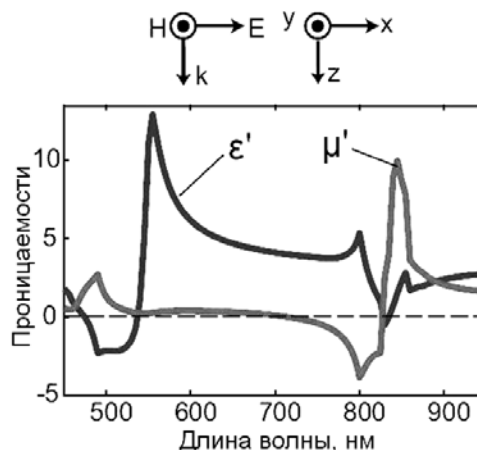


Рис. 5.31. Реальные части электрической и магнитной проницаемостей, полученные при моделировании решётки из бесконечных по оси y спаренных полосок. Металл – массивное Ag; диэлектрик-спейсер – Al_2O_3 ; подложка имеет $n = 1,52$; $w = 140$ нм; $t = 35$ нм; $d = 40$ нм; $p = 300$ нм. Адаптировано из [134]

Из рис. 5.31 также следует, что резонансы одного типа (с отрицательными ϵ' или μ') сопровождаются антирезонансами другого типа (с положительными значениями, соответственно, μ' и ϵ'). Эти антирезонансы препятствуют одновременному получению отрицательных ϵ' и μ' .

Важно отметить, что эффекты, вызванные дифракцией света на решётке (повышенные радиационные потери), проявляются на длинах волн, которые меньше резонансных. Это указывает на недифракционную (субволновую) природу резонансов, как и должно быть в “правильных” метаматериалах ($p < \lambda$).

При облучении решётки нормально падающей волной ТЕ-типа (электрический вектор волны направлен вдоль полосок) наблюдается нерезонансное поведение спектров пропускания и отражения, т.е. решётка ведёт себя как сильно “разбавленный” металл с обычным увеличением коэффициентов отражения при возрастании λ [134].

В итоге, оптимизированная решётка из протяжённых спаренных полосок серебра позволила получить отрицательную магнитную проницаемость $\mu' = -1$ на $\lambda = 770$ нм и $\mu' = -1,7$ на $\lambda = 725$ нм для двух образцов, отличающихся шероховатостью металлических слоёв (у второго образца шероховатость была меньше)*.

Для получения отрицательного показателя преломления надо к решётке из протяжённых спаренных металлических полосок с $\mu' < 0$ добавить другие металлические элементы, обеспечивающие $\epsilon' < 0$ на тех же частотах. В предыдущих разделах было показано, что для этой цели можно использовать сплошные проводники (проволочки) из благородных металлов (Ag, Au), которые обладают отрицательной диэлектрической проницаемостью на оптических частотах (см., например, рис. 5.16б, а также Приложение П.2.1). Проволочная система хорошо сочетается с резонансным магнитным метаматериалом, т.к. она не резонансная, а величину $|\epsilon|$ можно регулировать путём изменения коэффициента заполнения металлом.

* Влияние шероховатости на оптические потери и её уменьшение за счёт снижения скорости нанесения металла также обсуждается в конце раздела 5.7.

Допустима также комбинация двух решёток из протяжённых спаренных металлических полосок, если подобрать параметры решёток таким образом, чтобы одна обеспечивала $\mu' < 0$, а вторая обеспечивала $\epsilon' < 0$. При этом решётки можно расположить крест-накрест; так что та же самая падающая волна будет для одной решётки резонансной волной ТМ-типа, и мы получим $\mu' < 0$, а для ортогональной решётки она будет нерезонансной волной ТЕ-типа, и для неё получим $\epsilon' < 0$. Опять величину $|\epsilon|$ можно регулировать путём изменения коэффициента заполнения металлом второй решётки. Очевидно, что комбинация скрещённых решёток приводит нас к метаматериалу сетчатого типа; такие решётки будут рассмотрены ниже.

Авторы работы [133] предложили комбинировать резонансную “магнитную” структуру в виде решётки из протяжённых спаренных металлических полосок с нерезонансной “электрической” структурой в виде металлических плёнок. Плёнки обеспечивают фоновую отрицательную ϵ' в широком спектральном диапазоне, включая длину волны, на которой имеет место магнитный резонанс в первой структуре. Плёнки изготавливаются из благородных металлов.

На рис. 5.32 приведена предлагаемая комбинация. Здесь серебряные плёнки (толщиной t_f) находятся в контакте с серебряными полосками (Me(Ag)), разделёнными диэлектрическим спейсером из Al_2O_3 . Контакт необходим, чтобы избежать дополнительных резонансов между плёнками и полосками, вредных для магнитных свойств структуры из спаренных металлических полосок. Введение двух плёнок – сверху и снизу – необходимо для симметрирования всей структуры, упрощения её моделирования и, опять, для устранения нежелательных резонансов между одиночными полосками и остальными частями системы. Сбоку от полосковых систем размещаются слои SiO_2 для обеспечения механической прочности. На верхнюю плёнку наносится слой SiO_2 толщиной $t_i = 20$ нм для химической защиты серебра от окружающей атмосферы.

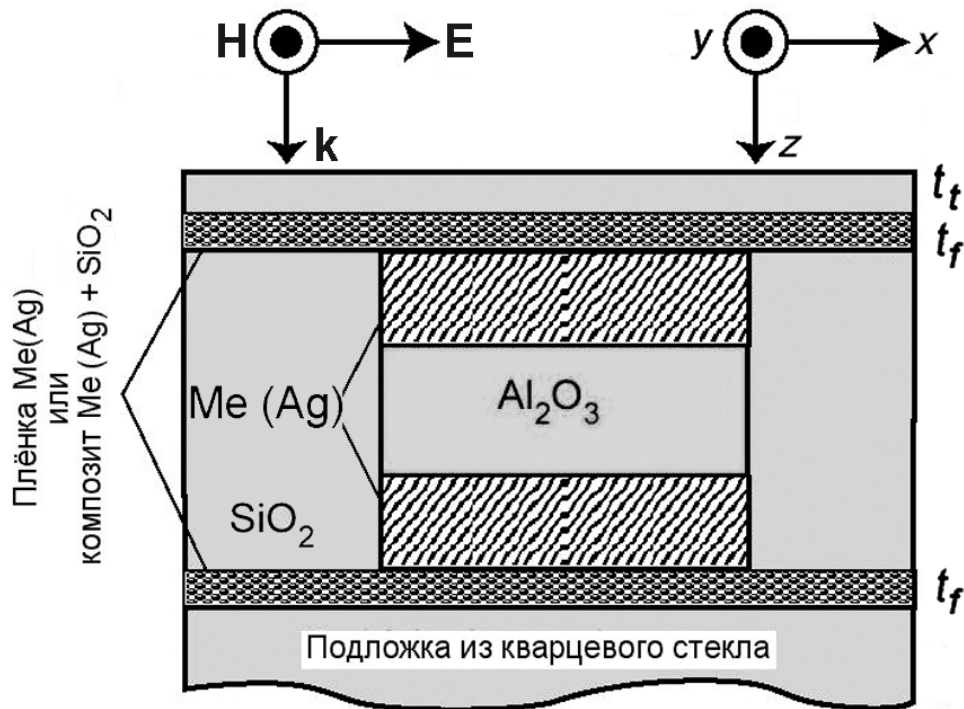


Рис. 5.32. Элементарная ячейка метаматериала, составленного из решётки в виде протяжённых спаренных металлических полосок (Me(Ag)) и металлических плёнок над и под решёткой. Адаптировано из [133]

Было выполнено моделирование нового метаматериала со следующими параметрами: металл – Ag, $w = 300$ нм, $t = 30$ нм, $d = 40$ нм, $p = 600$ нм, толщина Ag-плёнок $t_f = (6, 10, 20)$ нм [133]. Для ϵ серебра были взяты экспериментальные значения [135].

На рис. 5.33 приведены результаты расчётов ϵ , μ и n . Во всех случаях был получен $n' < 0$, но реальная часть $\mu' < 0$ была только в случае $t_f = 6$ нм и 10 нм (отметим, что n'' также меньше, когда $\mu' < 0$). Образец с $t_f = 6$ нм имел максимальное пропускание (27 %) и $n' < 0$ ($n = -2,38 + 0,84i$) на $\lambda = 1,5$ мкм. По сравнению с толщиной плёнки 20 нм толщина 6 нм обеспечивает n'' на указанной длине волны в 2,5 раза меньше (это из-за того, что $\mu' < 0$ при $t_f = 6$ нм).

Таким образом, моделирование подтвердило возможность получения отрицательного показателя преломления на телекоммуникационной длине волны 1,5 мкм с помощью нового

относительно простого по своей структуре метаматериала. Однако для этого требуется наносить очень тонкие сплошные плёнки из серебра ($t_f < 20$ нм), что затруднительно для существующих технологий.

Относительно толстые плёнки создают и другие проблемы, в частности, толстая плёнка серебра сильнее экранирует внутреннюю структуру метаматериала от внешнего излучения.

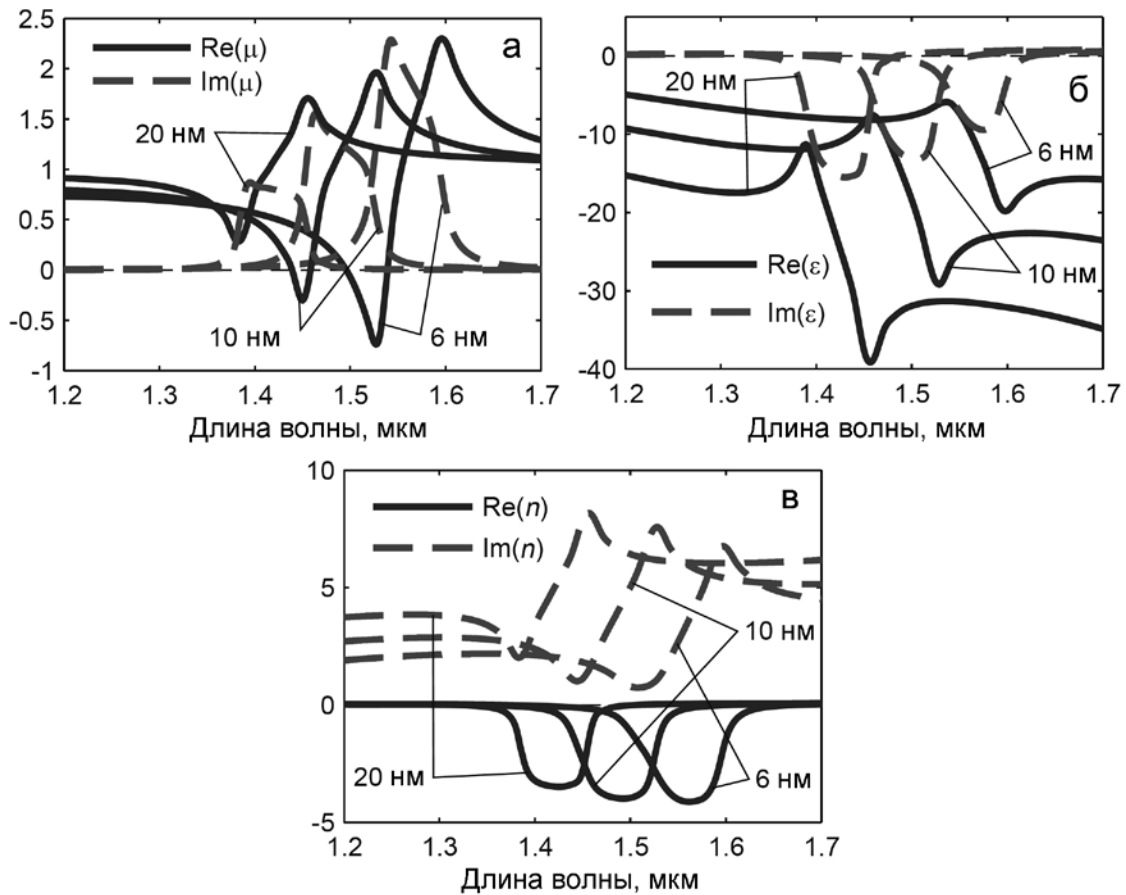


Рис. 5.33. Результаты расчётов ϵ , μ и n для трёх значений толщины серебряных плёнок $t_f = (6, 10 \text{ и } 20) \text{ нм}$. Адаптировано из [133]

Другая проблема связана с тем, что в области $\lambda \sim 1,5 \text{ мкм}$ $|\epsilon'| \gg |\mu'|$, поэтому импеданс метаматериала для падающей волны намного больше импеданса воздуха; это приводит к сильному отражению волны от поверхности метаматериала и деградации его оптического магнетизма.

Чтобы решить данную проблему, плёнка может быть сформирована из композита – смеси диэлектрика (например, двуокиси кремния) и металла (Ag, Au), который представляет собой полунепрерывную металлическую плёнку (ПНП). Такой композит может быть изготовлен методами обычной технологии. Его диэлектрическая проницаемость может быть намного меньше ϵ массивного серебра. Проницаемостью композита можно управлять путём изменения его количественного состава.

Для ПНП с физической толщиной 20 нм и долей серебра 65 % рассчитанная реальная часть показателя преломления n' меньше нуля в диапазоне $\lambda = 1,5 \dots 1,65$ мкм, а максимальный коэффициент пропускания составляет 27 % на $\lambda = 1,57$ мкм [133]. На этой длине волны показатель преломления имеет величину $n = -1,85 + 0,93i$. Пропускание ПНП было лучше, чем сплошной серебряной плёнки толщиной 10 нм, хотя ПНП содержала больше серебра, чем сплошная плёнка.

В итоге отметим, что метаматериал (NIM) на основе решётки из протяжённых спаренных металлических полосок и ПНП можно считать достаточно перспективным с точки зрения его производства в виде однослойного метапокрытия, а также в виде многослойной структуры. Последнюю можно получить путём последовательного складирования многих решёток с использованием существующих методов, апробированных в технологии современной микроэлектроники. Хотя остаётся вопрос: как влияют соседние слои друг на друга, и не приводит ли взаимодействие между ними к деградации оптического магнетизма?

5.4 Плазмонные резонансы в метаматериалах

Уменьшение размеров SRR-резонаторов для получения отрицательной магнитной проницаемости на более высоких частотах приводит к необходимости учитывать проявление эффектов, связанных с возбуждением плазмонных резонансов и вызываемой ими диссипацией энергии. Этот момент уже отмечался в разделе 5.2, но теперь обсудим его более подробно и дадим некоторые определения.

Поверхностный плазмон (surface plasmon – SP) – это квант электромагнитных плазменных колебаний электронов зоны проводимости металла вблизи его поверхности, вдоль которой он и распространяется [39,40,88]. Поскольку плазмон связан с поляризацией на поверхности, используется определение “поверхностный плазмонный поляритон” – ППП (surface plasmon polariton – SPP) [39,40,136]. В нашем случае ППП может распространяться вдоль металлических частей метаматериала.

Локализованные поверхностные плазмоны являются колебаниями заряда в малых металлических частицах или наноструктурах и также обусловлены колебательным движением электронов зоны проводимости. Локализованные плазмоны привязаны к наночастице в отличие от распространяющихся поверхностных плазмонных поляритонов или плазмонов в объёме твёрдого тела [39,40]. Плазмоны могут существовать только на определённых частотах – частотах плазмонных резонансов, зависящих от формы и размеров наночастицы, т.е. металлическая наночастица ведёт себя как своеобразный резонатор для плазмонных колебаний. В нашем случае такой наночастицей может быть нанорезонатор, образованный метаатомом с металлическими частями.

Плазмонный подход к рассмотрению поведения наноразмерных резонаторов на оптических частотах позволяет не только объяснить частотные ограничения для метаматериалов, но и способствует выявлению новых возможностей для их конструирования. Так, например, с целью получения метаматериалов для относительно низких частот гигагерцевого диапазона применяли сдвоенные кольцевые SSR-резонаторы с

относительно большой межкольцевой ёмкостью, чтобы понизить резонансную частоту для выполнения условия малости размеров SRRs по сравнению с длиной волны падающего излучения. В оптическом диапазоне частот понизить резонансную частоту можно за счёт возбуждения локализованного плазмонного резонанса. По сути, такой случай реализуется при переходе от SSR-резонаторов с двумя кольцами к SSR-резонаторам с одним кольцом. И, действительно, это позволило получить отрицательную эффективную магнитную проницаемость на частотах до 300 ТГц. Резонаторы в виде спаренных проводников, рассмотренные в разделе 5.3, также представляют собой наноструктуры с плазмонными резонансами, которые потеснили SSR-резонаторы на верхних оптических частотах.

В последнее время большое внимание уделяется исследованию плазмонных эффектов применительно к метаматериалам и сформировалось новое научное направление – **плазмонные метаматериалы**, [39,40,137].

Для возбуждения плазмонного резонанса на поверхности необходима соразмерность диэлектрических постоянных металла ($\epsilon_{\text{мет}}$) и диэлектрика подложки ($\epsilon_{\text{диэл}}$). На гигагерцевых частотах (в диапазоне СВЧ) металлы являются практически идеальными проводниками, и величина $\epsilon_{\text{мет}}$ очень большая. На оптических (терагерцевых) частотах металлы по своим свойствам приближаются к диэлектрикам, $\epsilon_{\text{мет}} \rightarrow \epsilon_{\text{диэл}}$, и возбуждение поверхностно-плазмонного резонанса вполне возможно.

В своё время были проведены обширные исследования электромагнитных композитов, содержащих проволоочные частицы-включения в диэлектрической среде. В [126] было отмечено, что пара проволоочек (наностержней) из благородного металла может обладать сильной парамагнитной реакцией, а в [138] было показано, что такая пара может проявить и диамагнитную реакцию в ближнем ИК диапазоне. В [138] также было предсказано (**впервые!**), что композит со спаренными проволоочками может обладать отрицательным показателем преломления n' даже в видимом диапазоне длин волн. Этот момент подробно обсуждался в [127,128,139]; в разделе 5.3 представлены характеристики метаматериала на основе

резонаторов из подобных спаренных проводников. Сейчас рассмотрим эти резонаторы с точки зрения возбуждения плазмонов, следуя работе [34].

На рис. 5.34 представлен такой резонатор, проявляющий отрицательную реакцию на падающую плоскую волну. Два наностержня из золота разнесены на расстояние намного меньше длины волны λ падающего излучения. Поперечный размер стержней также намного меньше λ , а длина стержней может быть порядка $\lambda/2$, но не обязательно. Стержневая структура имела следующие размеры, используемые при её моделировании: длина цилиндрических стержней – 162 нм, диаметр – 32 нм, расстояние между стержнями – 80 нм. Было проведено моделирование возбуждения плазмонных мод и эффекта отрицательного преломления в данной структуре, детали метода моделирования изложены в [138,139]*.

Электрическое поле внешнего излучения, параллельное обоим стержням, индуцирует параллельные токи в обоих стержнях (они показаны стрелками на рис. 5.34а), которые находятся в фазе или противофазе с внешним полем в зависимости от того, больше или меньше λ внешнего поля относительно длины волны собственного дипольного резонанса электродинамически связанных стержней. Рис. 5.34а показывает результаты расчёта индуцированного электрического дипольного момента для стержневой структуры.

Внешнее магнитное поле, которое ориентировано перпендикулярно плоскости стержней, будет индуцировать антипараллельные токи в стержнях, как показано стрелками на рис. 5.34б. Их можно считать дипольной магнитной модой. Магнитная реакция будет диа- или парамагнитной в зависимости от того, больше или меньше длины волны внешнего электромагнитного поля λ относительно длины волны собственного дипольного магнитного резонанса электродинамически связанных стержней. Рис. 5.34б показывает результаты расчёта индуцированного дипольного магнитного момента.

* В [128,140] представлено моделирование плазмонных эффектов (магнитного плазмонного резонанса) в подковообразных (или П-образных) структурах, похожих на ранее рассмотренные U-образные структуры (см. рис. 5.13 и рис. 5.14), но с более длинными боковыми частями.

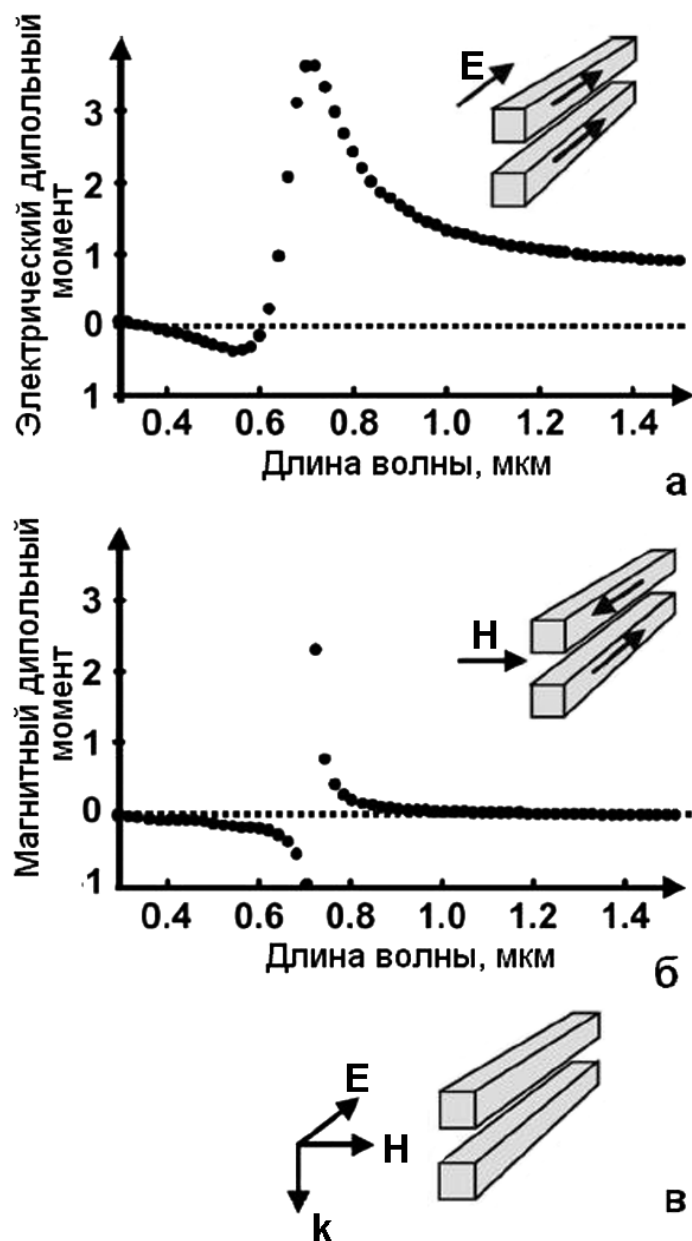


Рис. 5.34. Реакция спаренных наностержней из золота при моделировании методом аппроксимации связанных диполей: а – электрический дипольный момент, электрическое поле направлено вдоль оси стержней; б – магнитный дипольный момент, магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости стержней; в – ориентация векторов электромагнитного поля при облучении спаренных стержней ТМ/ТЕМ-волной. Спаренные стержни будут проявлять двойную отрицательную реакцию на внешнюю волну. Адаптировано из [34]

В аспектах связанных плазмонных резонансов дипольный магнитный резонанс проявляется на тех же длинах волн, где и электрический квадрупольный резонанс. Однако последний не вносит вклад в электромагнитное излучение в направлении, определённом на рис. 5.34в [139].

Здесь мы обсуждаем электромагнитную реакцию спаренных стержней/проводников с точки зрения связанных плазмонных резонансов. Ранее, в разделе 5.3, эта же структура рассматривалась как LC контур, в котором антипараллельные токи в стержнях и токи смещения в зазорах между концами стержней образовывали кольцевой контур тока, и при этом стержни рассматривались как индуктивность L , а зазоры – как два последовательных конденсатора общей ёмкостью C .

Важно подчеркнуть, что оба резонанса – дипольный электрический и дипольный магнитный – проявляются на тех же самых длинах волн. Отсюда вытекает требование осуществления не слишком сильной связи между двумя стержнями, иначе оба резонанса будут удаляться друг от друга.

Как видно на рис. 5.34 (а и б), имеется определённый диапазон волн (500...600 нм), где оба индуцированные дипольные моменты (электрический и магнитный) будут противоположны падающему полю. Следовательно, плоская электромагнитная волна с поляризацией, показанной на рис. 5.34в, т.е. поперечная волна ТМ-типа, будет индуцировать двойную отрицательную реакцию.

Отрицательный показатель преломления в оптическом диапазоне (на длине волны для оптической связи 1,5 мкм) был впервые экспериментально получен именно на метаматериале с плазмонным резонансом в структурах из спаренных проводников [130-132]. Структура и размеры метаатомов этого материала представлены на рис. 5.26, а технология его изготовления и методика измерения характеристик – в разделе 5.3. На рис. 5.27 представлены экспериментальный и расчётный графики изменения реальной части показателя преломления в ближнем ИК диапазоне. Видно, что $n' < 0$ в диапазоне 1,4...1,6 мкм, а на длине волны 1,5 мкм эксперимент даёт $n' = -0,3 \pm 0,1$.

Здесь следует отметить важность выбора правильной методики определения показателя преломления на образцах в виде однослойной тонкоплёночной решётки. В [130-132] обосновывалась необходимость проведения фазовых измерений наряду с измерениями пропускания и отражения для доказательства получения отрицательного преломления.

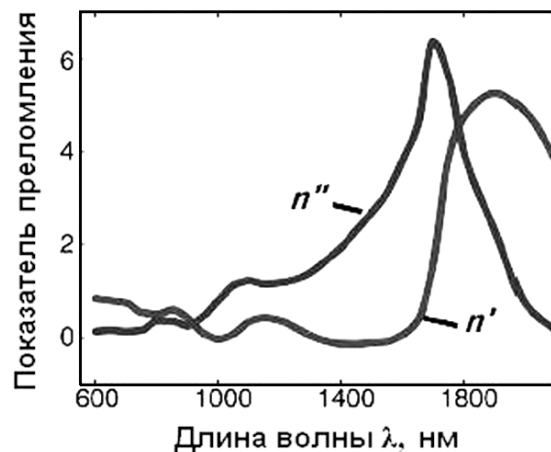


Рис. 5.35. Расчёт реальной и мнимой части показателя преломления однослойной решётки, представленной на рис. 5.26 (б,в). Адаптировано из [131]

Мнимая часть показателя преломления n'' рассматриваемого образца метаматериала имеет резонансный характер, и она довольно большая в диапазоне длин волн, где $n' < 0$, как это видно из рис 5.35. Однако авторы [131] утверждают, что можно повысить отношение n' / n'' при оптимизации системы. Существуют две главные проблемы, приводящие к снижению пропускания через метаматериал: высокое отражение от решётки из метаматериала и потери из-за поглощения. Первую проблему можно решить путём согласования импеданса решётки с импедансом окружающей среды. Вторая проблема (большие потери и высокое значение n'') обусловлена омическими потерями, которые неизбежно большие при локализованном плазмонном резонансе. Для компенсации потерь следует вводить дополнительную энергию с помощью усиливающего материала и стимулирования его эмиссии.

5.5 Принцип Бабинэ и его реализация в метаматериалах с отверстиями или в виде сеток

Принцип Бабинэ* формулируется следующим образом: дифракция света, создаваемая непрозрачным круглым диском-экраном, идентична с дифракцией, создаваемой круглым отверстием такого же радиуса, а интенсивности электромагнитных полей после дифракции одинаковы по всем направлениям, кроме направления падения. Этот принцип справедлив и для других пар из непрозрачных объектов-экранов и отверстий, если они имеют одинаковые формы и размеры. Принцип Бабинэ отражает инвариантность однородной системы уравнений Максвелла относительно взаимной замены векторов электрического и магнитного поля. Он в простой и строгой формулировках рассмотрен в [27,141] и нашёл применение в теории излучателей и антенн. Взаимно-инверсные экраны и отверстия называются дополнительными (complementary) друг к другу или дуальными. В соответствии с принципом Бабинэ такие структуры ведут себя одинаково при резонансе, если взаимно изменены ориентации векторов электрического и магнитного полей.

Очевидно, что в случае метаматериалов дополнительными/комплиментарными/инверсными структурами могут быть мезаструктуры, создаваемые из тонких слоёв на поверхности подложек, и отверстия/окна в таких же слоях при условии, что форма и размеры мезаструктур и отверстий совпадают, а ориентации электрического и магнитного полей взаимно изменены [142].

И, действительно, были предложены разные инверсные резонансные структуры для метаматериалов, в которых вместо ранее рассмотренных спаренных стержней или пластинок используются сквозные отверстия в плоских слоях металла. Так, в [143-145] для создания метаматериала использовались многослойные плёнки Au-Al₂O₃-Au с отверстиями, образующими квадратно-гнездовую решётку. Для создания рисунка применялась интерференционная литография. В случае круглых

* Жак Бабинэ (Jacques Babinet; 1794-1872 гг.) – французский физик и математик.

отверстий (диаметр 360 нм, период решётки 838 нм) была получена отрицательная реальная часть показателя преломления $\text{Re}(n) = n'$, достигающая -2 на длине волны 2 мкм, но мнимая часть $\text{Im}(n) = n''$ была больше трёх [143]. Эксперименты были проведены при нормальном падении внешнего излучения на решётку при ориентации электрического и магнитного поля вдоль линий расположения отверстий. Небольшое значение полученного отношения n'/n'' указывает на плохое согласование импедансов на границах поверхностей и окружающей среды и значительные потери в метаматериале, связанные с рассеиванием электронов в тонкой плёнке золота.

Пример инверсного подхода иллюстрирует рис. 5.36, где пара тонких золотых проводников в форме наноэллипсов, разделённых изолирующим слоем оксида алюминия, инвертирована в эллиптические сквозные отверстия в золотых плёнках и слое оксида между ними. Следует обратить внимание на ориентацию векторов электромагнитного поля – в случае спаренных проводников вектор магнитного поля направлен поперёк большой продольной оси стержней, а в случае отверстий он должен быть направлен вдоль большой оси отверстий (рис. 5.36а).

Было выполнено моделирование методом FDTD* подобной слоистой структуры [34,130]: Au(30 нм)/Al₂O₃(80 нм)/Au(30 нм) на стеклянной (BK7) подложке, период квадратной 2D решётки – 780 нм. Технология изготовления нового метаматериала может быть достаточно простой и пригодной для изготовления толстого метаматериала: сначала на подложку последовательно наносится слоистая структура Au(30 нм)/Al₂O₃(80 нм)/Au(30 нм), затем в ней вытравливается решётка из отверстий, например, с помощью сфокусированного ионного луча.

На рис. 5.36в приведены рассчитанные значения реальных и мнимых частей показателя преломления для двух поляризаций падающего излучения. В обоих случаях получены отрицательные реальные части показателя преломления n' , но эффект более выражен, когда **E** направлено вдоль короткой оси эллипса. При

* FDTD – finite-difference time-domain (метод конечных разностей во временной области) [146]

перпендикулярной поляризации получен $n' = -1,5$ на $\lambda = 1,8$ мкм, а при параллельной поляризации получен $n' = -0,75$ на $\lambda = 1,6$ мкм. Более того, при $\lambda \sim 1,6$ мкм не только n' – отрицательная, но и n'' меньше 1, что указывает на меньшие потери по сравнению с метаатомами в виде спаренных проводников (в [131] было $n'' \sim 3$).

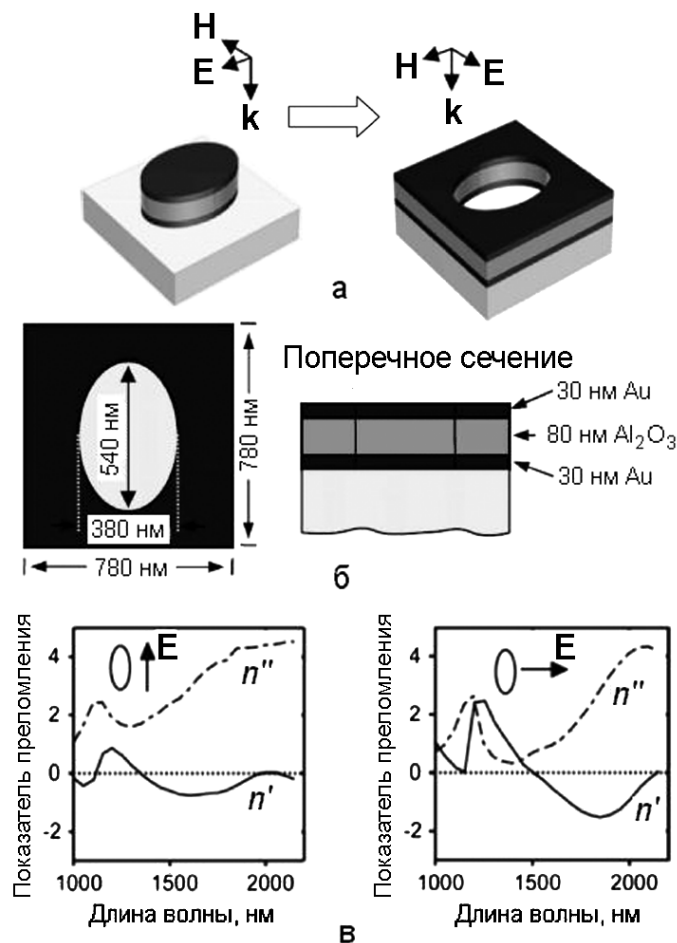


Рис. 5.36. а – комплементарные эллипсообразные метаатомы, состоящие из двух слоёв Au толщиной 30 нм и слоя диэлектрика (Al_2O_3) толщиной 80 нм между ними: слева – мезаструктура, справа – отверстие; б – размеры отверстия; в – показатель преломления метаматериала для света, поляризованного параллельно (слева) и перпендикулярно (справа) длинной оси эллипса. Адаптировано из [34]

Сравнительно неплохой показатель качества $-n'/n'' = 2$ был получен с эллиптическими отверстиями в [145]. Тем не менее, необходима оптимизация конструкции метаматериалов для дальнейшего снижения потерь.

При изучении метаматериала в виде слоистой решётки с круглыми или эллипсообразными отверстиями напрашивается вопрос, а как поведёт себя решётка с прямоугольными (или квадратными) отверстиями? Ведь известна конструкция метаматериала, состоящего из спаренных проводников в виде пластинок (см. рис. 5.24 в разделе 5.3), по отношению к которым прямоугольные отверстия в соответствии с принципом Бабинэ являются комплементарными.

С другой стороны, решётка с прямоугольными отверстиями получается при комбинации “магнитных метаатомов” в виде спаренных пластинок с “электрическими метаатомами” в виде металлических полосок (проводников), направленных вдоль электрического поля, например, как это предложено в работе [147] и продемонстрировано на рис. 5.37.

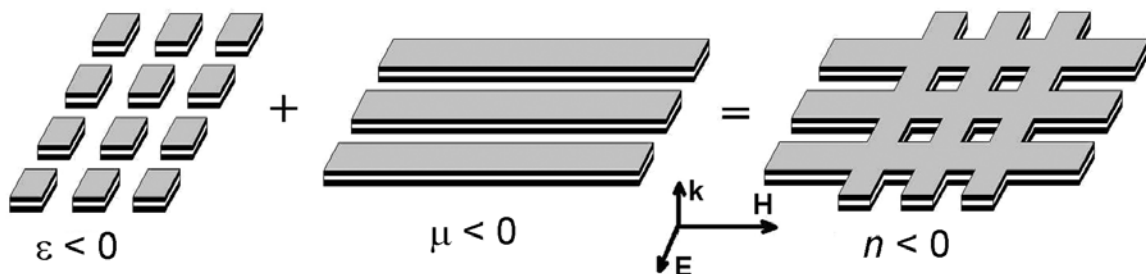


Рис. 5.37. Схема получения сетчатого метаматериала путём комбинации магнитных и электрических элементов (метаатомов) и ориентация векторов электромагнитного поля, необходимая для создания эффекта отрицательного преломления. Адаптировано из [147]

Возможен способ комбинации, предложенный в [144]: решётку с прямоугольными отверстиями получают путём наложения “магнитных метаатомов” в виде протяжённых спаренных металлических полосок, направленных вдоль магнитного поля, на “электрические метаатомы” в виде протяжённых металлических полосок, направленных вдоль

электрического поля. Магнитные и электрические метаатомы подобных конфигураций рассматривались по отдельности в предыдущих разделах. Таким образом, новый метаматериал в виде решётки с прямоугольными отверстиями собирается из скрещённых спаренных металлических полосок. Поскольку этот материал напоминает по своему внешнему виду рыбацкую сеть, его часто именно так и называют (*“fishnet metamaterial”*).

Идея получения сетчатого метаматериала была реализована на практике [148]. На рис. 5.38 представлены конфигурация элементарной ячейки такого метаматериала, размеры отдельных элементов структуры и микрография его экспериментального образца, полученная с помощью сканирующего электронного микроскопа.

Здесь широкие полоски металла играют роль “магнитных метаатомов” (см. рис. 5.28, рис. 5.29), а узкие – “электрических метаатомов” (узкие полоски создают эффект “разбавленного” металла и являются аналогами тонких проволок в электрическом метаматериале, см. Приложение 2, раздел П2.1)

Моделирование аналогичного материала (металл – Au, диэлектрик с $n = 1,5$), выполненное в [144]*, показало, что он может обеспечить получение относительно большой величины показателя качества $-n'/n'' \sim 4...6$ в области ближнего ИК. Это стимулировало большой интерес к сетчатой конфигурации метаматериала.

Близкое расположение “магнитных” и “электрических” частей решётки может оказать влияние на спектральное расположение магнитного и электрического резонансов, поэтому данный вопрос также изучался в [144].

Для изготовления сетчатого метапокрытия на поверхности стеклянной подложки (рис. 5.38) была применена следующая технология [148]. На поверхность подложки наносили тонкий проводящий слой (5 нм) оксида олова/индий (ИТО) для снятия заряда при последующей электронно-лучевой литографии. Для нанесения функциональных металлических (Ag) и диэлектрического слоёв использовался метод

* В Приложении 3 приведен адаптированный перевод статьи [144], посвящённой моделированию сетчатого метаматериала.

электронно-лучевого испарения исходных материалов. Использовали Ag, поскольку оно имеет примерно в 4 раза меньшие потери, чем Au. В качестве диэлектрика использовали MgF_2 . Как обычно, применялся вариант “взрывной” литографии. Рисунок метапокрытия наносился на площадь $100 \times 100 \text{ мкм}^2$.

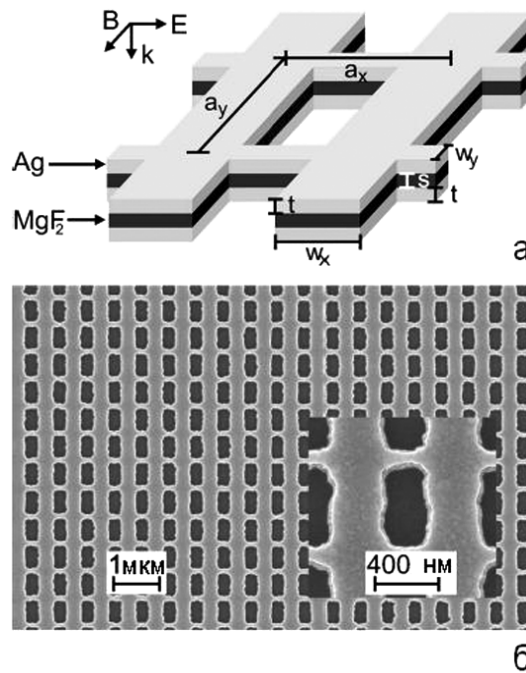


Рис. 5.38. а – структура элементарной ячейки сетчатого метаматериала, содержащей два слоя Ag толщиной $t = 45 \text{ нм}$ и слой диэлектрика (MgF_2) толщиной $s = 30 \text{ нм}$ между ними; ширина “магнитных” полосок $w_x = 316 \text{ нм}$, ширина “электрических” полосок $w_y = 100 \text{ нм}$, периоды решётки $a_x = a_y = 600 \text{ нм}$; также показана ориентация векторов падающего излучения, при котором наблюдается эффект отрицательного преломления; б – вид сверху на экспериментальный образец решётки, вставка – увеличенное изображение элементарной ячейки. Адаптировано из [148]

Для измерения оптических характеристик метаматериала использовалось поляризованное излучение, ориентации векторов **Е** показаны на рис. 5.39 вверху слева. На рис. 5.39а представлены результаты измерений.

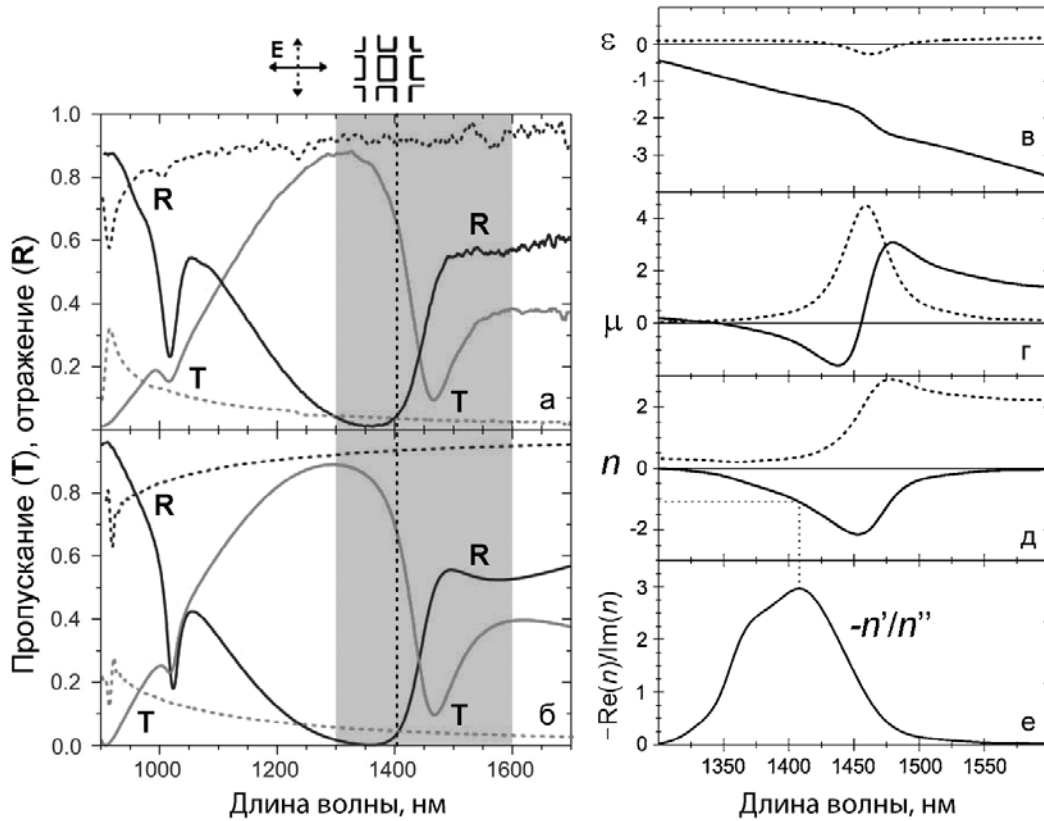


Рис. 5.39. Слева: а – измеренные спектры пропускания и отражения сетчатого метаматериала (рис. 5.38) при нормальном угле падения излучения для двух поляризаций (сплошная линия – поляризация, как на рис. 5.38, пунктирная линия – ортогональная поляризация); б – соответствующие рассчитанные спектры того же сетчатого метаматериала; серая область – спектральный диапазон, показанный на правом рисунке, пунктирная вертикальная линия – соответствует длине волны, на которой $\text{Re}(n) = -1$, а $n'/n'' \approx 3$. Справа: в - е – восстановленные значения эффективных комплексных диэлектрической ϵ и магнитной μ проницаемостей, показателей преломления n и качества материала n'/n'' , соответственно; сплошные линии – реальные части, пунктирные линии – мнимые части ϵ , μ и n . Адаптировано из [148]

Сразу же отметим, что в случае ортогональной поляризации (пунктирные кривые) материал практически не пропускал ИК излучение во всем изученном спектральном диапазоне. Это объясняется тем, что в этом случае вектор E направлен вдоль

широких полосок металла, свет “видел” слишком много металла (он был недостаточно “разбавлен”), и сильно экранировался электронами последнего.

Было выполнено численное моделирование (см. Приложение 3) экспериментального образца, представленного на рис. 5.38, с использованием известного программного (FDTD*) пакета CST MICROWAVE STUDIO и модели Друде для серебра [148]. Для серебра были выбраны следующие параметры: плазменная частота $\omega_p = 1,37 \times 10^{16} \text{ с}^{-1}$, частота столкновений $\omega_c = 8,5 \times 10^{13} \text{ с}^{-1}$. Величина ω_c была повышена относительно обычно упоминаемой в литературе с целью дополнительного учёта разных факторов, в частности, рассеивания на неоднородностях в металлических плёнках и технологического разброса ширины полос металла. Показатель преломления для стеклянной подложки был выбран 1,48, а для спейсерного слоя из MgF_2 – 1,38. Результаты расчётов спектров пропускания и отражения приведены на рис. 5.39б, они прекрасно согласуются с экспериментом.

Из полученных данных были восстановлены (определены) значения эффективных комплексных диэлектрической ϵ и магнитной μ проницаемостей, показателей преломления n и качества $-n'/n'' = -\text{Re}(n)/\text{Im}(n)$. Результаты определения параметров приведены на рис. 5.39(в-е). Отметим, что для метаматериала, представленного на рис. 5.38, был получен показатель преломления $\text{Re}(n) = -2$ на $\lambda \approx 1,45 \text{ мкм}$.

Также отметим, что график для ϵ имеет нерезонансный вид и соответствует поведению “разбавленного” металла по модели Друде, а график для μ указывает на наличие магнитного резонанса, как и в случае решётки из протяжённых спаренных полосок металла (см. раздел 5.3). В итоге образуется спектральная область (в районе магнитного резонанса), где обе проницаемости (ϵ и μ) имеют отрицательные реальные части, и наблюдается отрицательный показатель преломления. Очень важно, что новый

* FDTD (finite-difference time-domain) – метод конечных разностей во временной области [146].

метаматериал имеет относительно высокий показатель качества (~ 3) в области, где $n' = -1$; последнее требуется для реализации многих оптических эффектов, в частности, идеальной линзы Пендри.

Таким образом, был получен образец многообещающего сетчатого метаматериала с низкими потерями в диапазоне ближнего ИК, на длине волны, используемой для телекоммуникации.

С целью получения отрицательного показателя преломления на более коротких волнах, был изготовлен и изучен экспериментальный образец сетчатого метаматериала, конфигурация, размеры элементов и микрография которого представлены на рис. 5.40 [149]. Как видно, характерные элементы данного метаматериала примерно в два раза меньше элементов предыдущего сетчатого материала. Этот метаматериал, как и предыдущий, изготавливались на площади $100 \times 100 \text{ мкм}^2$ по типичной технологии (электронно-лучевое испарение для осаждения функциональных слоёв и “взрывная” электронно-лучевая литография для формирования рисунка). Уменьшение размеров создаёт определённые технологические трудности, особенно в отношении электрических элементов данного метаматериала, у которых $w_y/(2t+s) = 68 \text{ нм}/97 \text{ нм}$. Возрастает роль шероховатости боковых поверхностей элементов (шероховатость $\sim 10 \text{ нм}$, как видно на рис. 5.40в), а форма элементов отклоняется от прямоугольной.

На рис. 5.41а приведены измеренные спектры пропускания и отражения данного метаматериала, точнее, метапокрытия, т.к. на стеклянную подложку наносилась только одна трёхслойная структура $\text{Ag-MgF}_2\text{-Ag}$ [149]. Отчётливо виден резонанс в области 780 нм .

В [149] также были выполнены моделирование и расчёт параметров метапокрытия с помощью FDTD-пакета CST MICROWAVE STUDIO и модели Друде для серебра. Для последнего были выбраны следующие параметры: плазменная частота $\omega_p = 1,37 \times 10^{16} \text{ с}^{-1}$, частота столкновений $\omega_c = 9 \times 10^{13} \text{ с}^{-1}$.

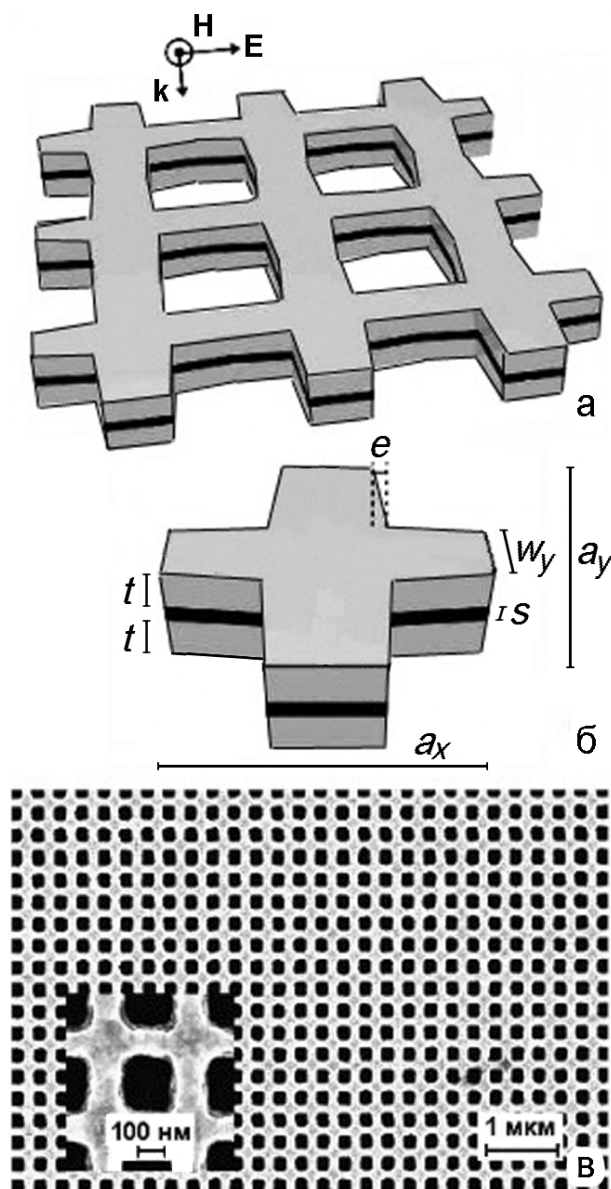


Рис. 5.40. а – конфигурация сетчатого метаматериала и ориентация векторов падающего излучения, при котором наблюдается эффект отрицательного преломления; б – структура элементарной ячейки, содержащей два слоя Ag толщиной $t = 40$ нм и слой диэлектрика (MgF_2) толщиной $s = 17$ нм между ними, ширина “магнитных” полосок $w_x = 102$ нм, ширина “электрических” полосок $w_y = 68$ нм, периоды решётки $a_x = a_y = 300$ нм, отклонение от прямоугольной формы $e_x = e_y = 8$ нм; в – вид сверху на экспериментальный образец решётки, вставка – увеличенное изображение элементарной ячейки. Адаптировано из [149]

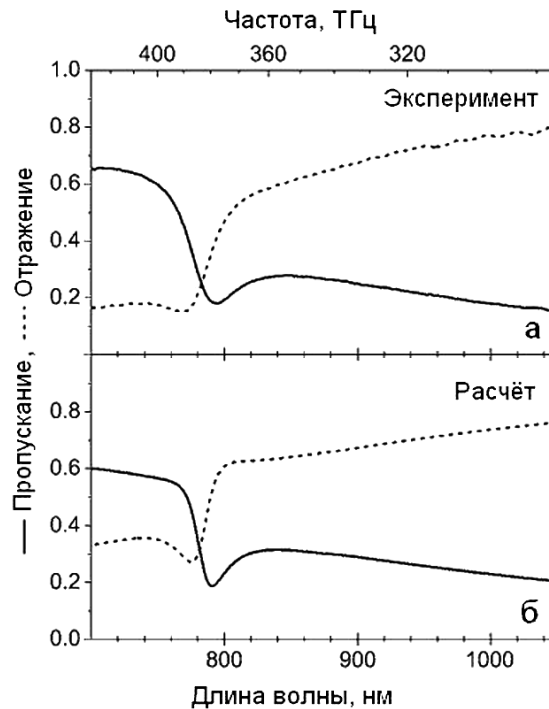


Рис. 5.41. Экспериментальные (а) и рассчитанные (б) спектры пропускания и отражения сетчатого метапокрытия, конфигурация и размеры элементов которого показаны на рис. 5.40. Ориентация векторов (поляризация) электромагнитного поля падающего излучения представлена на том же рисунке. Адаптировано из [149]

Величина ω_c была увеличена в 3 раза относительно обычно упоминаемой в литературе с целью дополнительного учёта разных факторов, в частности, рассеивания на неоднородностях в металлических плёнках и технологического разброса ширины полос металла. Для стеклянной подложки был выбран показатель $n = 1,48$, а для спейсерного слоя из MgF_2 показатель $n = 1,38$. Результаты расчётов спектров пропускания и отражения приведены на рис. 5.41б, они хорошо согласуются с экспериментом.

Чтобы обеспечить однозначное определение эффективного значения показателя преломления, была выполнена импульсная интерферометрия для измерения фазовой и групповой скоростей света в данном метаматериале [149]. В результате были восстановлены значения реальной и мнимой частей эффективного показателя преломления рассматриваемого

метаматериала, которые представлены на рис. 5.42. Эти восстановленные значения относятся к виртуальной однородной плёнке на стеклянной подложке, при этом плёнка имеет толщину, которая соответствует толщине 97 нм рассматриваемого метапокрытия, и одинаковые с последним спектрами пропускания и отражения.

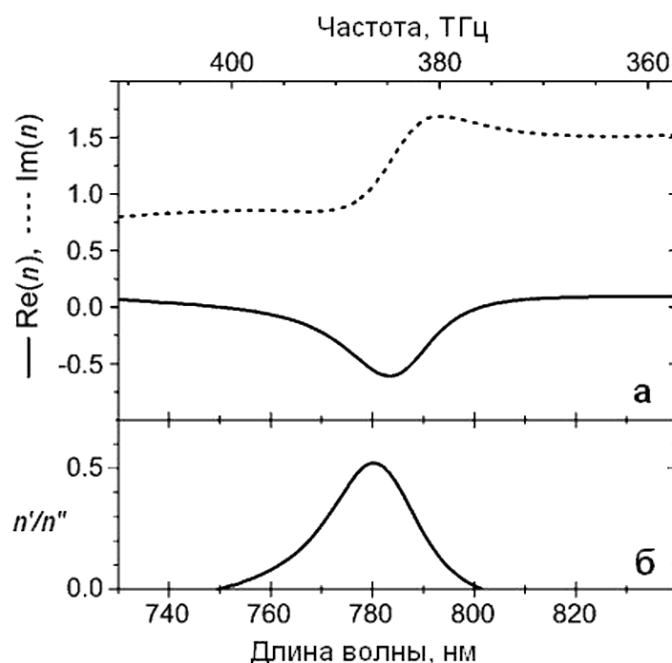


Рис. 5.42. Показатели преломления (а) и качества (б) сетчатого метапокрытия, конфигурация и размеры элементов которого показаны на рис. 5.40. Ориентация векторов (поляризация) электромагнитного поля падающего излучения представлена на том же рисунке. Адаптировано из [149]

Видно, что реальная часть показателя преломления имеет отрицательное значение (до $-0,6$) в резонансной области вблизи 780 нм, но при этом довольно велика мнимая часть показателя преломления. В итоге показатель качества метаматериала $-n'/n'' = -\text{Re}(n)/\text{Im}(n)$ не превышает 0,5. По-видимому, это связано с тем, что μ' имеет в данной спектральной области положительное значение.

Тем не менее, изготовленный в работе [149] метаматериал имеет важное значение, т.к. получен отрицательный показатель преломления уже в видимом диапазоне света.

5.6 “Одно- и двукратно отрицательные” метаматериалы

Комплексный показатель преломления вещества $n = n' + in''$ характеризует его взаимодействие со светом. У обычных природных веществ $n' > 0$. Взаимодействие электрического компонента светового электромагнитного поля с веществом характеризуют посредством комплексной электрической/диэлектрической проницаемости $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$, а магнитного компонента – посредством комплексной магнитной проницаемости $\mu = \mu' + i\mu''$. При этом $n^2 = \epsilon \cdot \mu$.

В искусственных метаматериалах с отрицательным показателем преломления (*negative index material* – NIM) реальная часть $n' < 0$ в некотором спектральном диапазоне. Достаточным условием для получения эффекта отрицательного преломления является выполнение неравенств: $\epsilon' < 0$ и $\mu' < 0$. Это весьма строгое условие, но оно не является необходимым. Таковым условием является выполнение неравенства $\epsilon'\mu'' + \epsilon''\mu' < 0$. Из последнего следует, что показатель преломления может быть отрицательным, даже если только магнитная проницаемость μ (или диэлектрическая ϵ) имеет отрицательную реальную часть, а мнимая часть диэлектрической проницаемости ϵ'' (или магнитной μ'') достаточно большая, чтобы сумма $\epsilon'\mu'' + \epsilon''\mu'$ была отрицательной. Данное необходимое условие указывает на то, что не может быть $n' < 0$ у пассивного материала с $\mu = 1 + i \cdot 0$. Таким образом, **материал, не реагирующий на магнитное поле, не может иметь отрицательный показатель преломления**. Именно поэтому природные оптические материалы, у которых $\mu = 1$, не обладают свойством отрицательного преломления.

Метаматериалы с отрицательным показателем преломления (NIM) разделяют на “одно- и двукратно отрицательные” (соответственно, *single negative NIM* – SN-NIM или SNM, или

SNG, и *double negative NIM*¹ – DN-NIM или DNM, или DNG) в зависимости от того, одна или обе проницаемости метаматериала имеют отрицательный знак. Здесь имеется в виду знак реальных частей ϵ' или μ' .

Получить материал с отрицательным ϵ' не сложно; так, например, металлы имеют $\epsilon' < 0$ на частотах ниже плазменной. Получить $\mu' < 0$ гораздо сложнее (это много раз демонстрировалось в цитированных работах), поэтому все оптические “однократно отрицательные” (SNG) материалы имеют $\epsilon' < 0$, а $\mu' > 0$. Последние часто именуют электрическими или ϵ -отрицательными метаматериалами или средами (ENG)².

Для характеристики метаматериалов часто пользуются показателем качества (*figure of merit* – FOM) в виде: $-n'/n'' = -\text{Re}(n)/\text{Im}(n)$. Такой подход к определению качества очевиден, поскольку требуются метаматериалы с низкими потерями. Выражение для показателя качества можно переписать в виде следующего соотношения: $-n'/n'' = -(|\mu|\epsilon' + |\epsilon|\mu')/(|\mu|\epsilon'' + |\epsilon|\mu'')$. Это соотношение указывает на то, что “двукратно отрицательный” метаматериал обладает более высоким качеством, чем “однократно отрицательный” при той же величине n' , но с положительным μ' . Т.е. “двукратно отрицательный” метаматериал будет иметь меньший n'' при той же величине n' . Кроме того, метаматериал этого вида может обеспечить качественное согласование импеданса с внешней средой.

Важно отметить, что один и тот же материал может проявлять себя как “двукратно отрицательный” в одном спектральном диапазоне и как “однократно отрицательный” в другом спектральном диапазоне при другой поляризации падающего излучения. Примером является метаматериал с двумя полосами отрицательного преломления, описанный в работе [150]. На рис. 5.43 приведена микрография этого материала, полученная в сканирующем электронном микроскопе.

¹ *Double negative* переводится на русский язык как “дважды отрицательный”.

² Соответственно, материалы, у которых $\epsilon' > 0$, а $\mu' < 0$, называют магнитными или μ -отрицательными метаматериалами или средами (MNG).

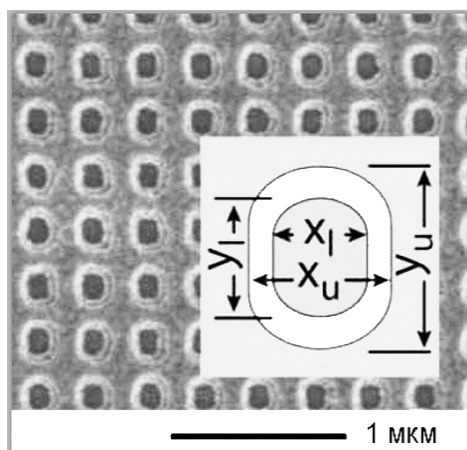


Рис. 5.43. Микрография сетчатого метаматериала с овальными отверстиями и двумя полосами отрицательного преломления. На вставке изображена элементарная ячейка. Адаптировано из [150]

Данный метаматериал (точнее - метапокрытие) имеет сетчато-решётчатую многослойную структуру с овальными отверстиями и периодом решётки по обеим осям 300 нм. Применялась уже упомянутая выше технология изготовления: на стеклянную подложку наносились проводящий прозрачный слой оксида олово/индий (ИТО) толщиной 15 нм и электронно-резист, затем резист облучался электронами для последующей “взрывной” литографии и наносились слои $\text{Ag}(33 \text{ нм})/\text{Al}_2\text{O}_3(38 \text{ нм})/\text{Ag}(33 \text{ нм})$ с помощью электронно-лучевого испарения серебра и оксида алюминия. Под полученную многослойную структуру и поверх неё также наносился слой из оксида алюминия толщиной 10 нм для улучшения адгезии и защиты серебра от внешней среды. Рисунок материала создавался за счёт подрыва резиста в растворителе с удалением лишнего материала, как это делается при “взрывной” литографии. Стенки отверстий получались наклонными, т.е. вертикальный профиль отверстий имел трапецеидальный характер. Его усреднённые размеры обозначены на вставке на рис. 5.43 и равны: $X_1 = 122 \text{ нм}$, $X_u = 218 \text{ нм}$, $Y_1 = 154 \text{ нм}$, $Y_u = 256 \text{ нм}$.

Было выполнено 3D моделирование метапокрытия методом конечных элементов с помощью известного пакета COMSOL MULTIPHYSICS [150]. Для серебра спектральная зависимость

диэлектрической проницаемости была взята из эксперимента и, как обычно, величина ϵ'' была завышена в 3 раза по сравнению со значением для объёмного серебра. Это позволяет учесть потери из-за неоднородностей в плёнке Ag и на интерфейсе металл/диэлектрик (в частности, из-за дефектов структуры плёнок и шероховатости), а также из-за размерных эффектов. Результаты измерений и расчёта спектров пропускания, отражения и поглощения при нормальном падении излучения на многослойную структуру хорошо согласуются [150], это позволяет считать достоверными значения эффективных комплексных диэлектрической и магнитной проницаемостей метаматериала, восстановленные из данных моделирования.

На рис. 5.44 приведены зависимости эффективных показателей преломления и проницаемостей данного метаматериала в диапазоне ближнего ИК и прилегающей к нему области видимого света при двух поляризациях падающего излучения. Видно, что при обеих поляризациях имеют место полосы отрицательного преломления.

При ориентации вектора магнитного поля вдоль большей стороны отверстий, т.е. вдоль широких полос металла на волнах с длиной $\lambda = 799...818$ нм наблюдается сильный магнитный резонанс с отрицательной величиной μ' , рис. 5.44(а, б). Электрическое поле в этом случае направлено вдоль узких полос металла, которые создают эффект “разбавленного металла” с управляемой величиной отрицательного $\epsilon' < 0$, т.е. в указанном диапазоне величина $\epsilon' \approx -1,2 \pm 0,1$. Наибольшая магнитная реакция ($\mu' \approx -0,7$) наблюдается на длине волны $\lambda = 813$ нм, где $\epsilon' \approx -1,1$.

Магнитный резонанс в периодическом метаматериале индуцирует электрический антирезонанс, на что указывает появление небольшого горбика на графике для ϵ' на рис. 5.44б в области, где $\mu' \leq 0$. Антирезонанс довольно слабый и не приводит к перемене знака ϵ' с отрицательного на положительный.

В результате, в полосе шириной 20 нм в области длин волн $\lambda \sim 810$ нм метапокрытие ведёт себя как “двукратно отрицательный” метаматериал с $n' < 0$. Наибольший показатель качества в этой области составляет 1,3 при $\lambda = 813$ нм, где

$n' \approx -1,0$. (рис. 5.44а). Минимальное значение $n' \approx -1,3$ на длине волны $\lambda = 820$ нм, но при этом $-n'/n'' = 0,9$.

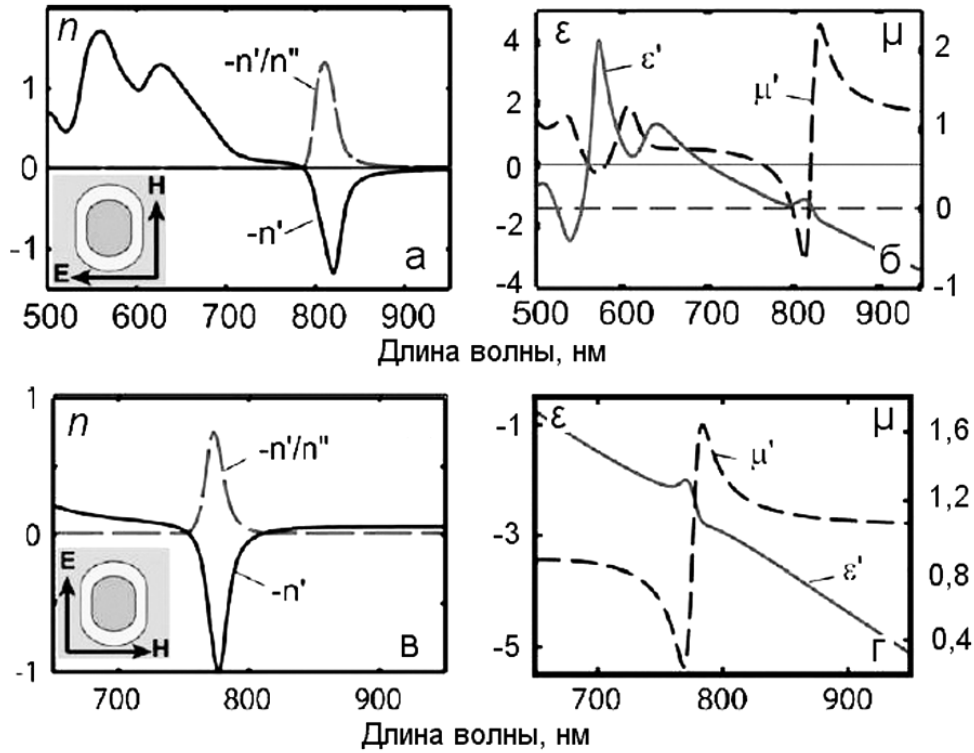


Рис. 5.44. Спектральные зависимости эффективных показателей преломления и проницаемостей сетчатого метаматериала, изображённого на рис. 5.43. Поляризация падающего излучения показана на вставке на рис. “а” для верхнего ряда графиков, на вставке на рис. “в” для нижнего ряда графиков. Адаптировано из [150]

График $\epsilon'(\lambda)$ на рис. 5.44б указывает на возникновение сильного электрического резонанса в области ~ 570 нм, сопровождаемого магнитным антирезонансом с $\mu' > 0$, но здесь эффект отрицательного преломления не проявляется.

Рис. 5.44(в, г) показывают поведение данного метаматериала при ориентации вектора магнитного поля вдоль меньшей стороны отверстий, т.е. вдоль узких полос металла. Как видно, на волнах с длиной $\lambda \sim 772$ нм наблюдаются магнитный резонанс (но $\mu' > 0$) и слабый электрический антирезонанс на фоне отрицательной ϵ'

(рис. 5.44г). В этой резонансной области минимальное значение $\mu' \approx 0,2$ на длине волны 769 нм, где $\epsilon' \approx -2,0$.

В диапазоне $\lambda = 753 \dots 810$ нм, где величина $\epsilon' = -2,0 \dots -3,0$, имеет место эффект отрицательного преломления (рис. 5.44в), т.е. в этом диапазоне данный метаматериал ведёт себя как “однократно отрицательный” метаматериал с $n' < 0$. Наибольшее значение показателя качества метаматериала равно 0,7 на длине волны 772 нм, где $n' \approx -0,9$. Наименьшее значение показателя преломления равно -1 на длине волны 776 нм.

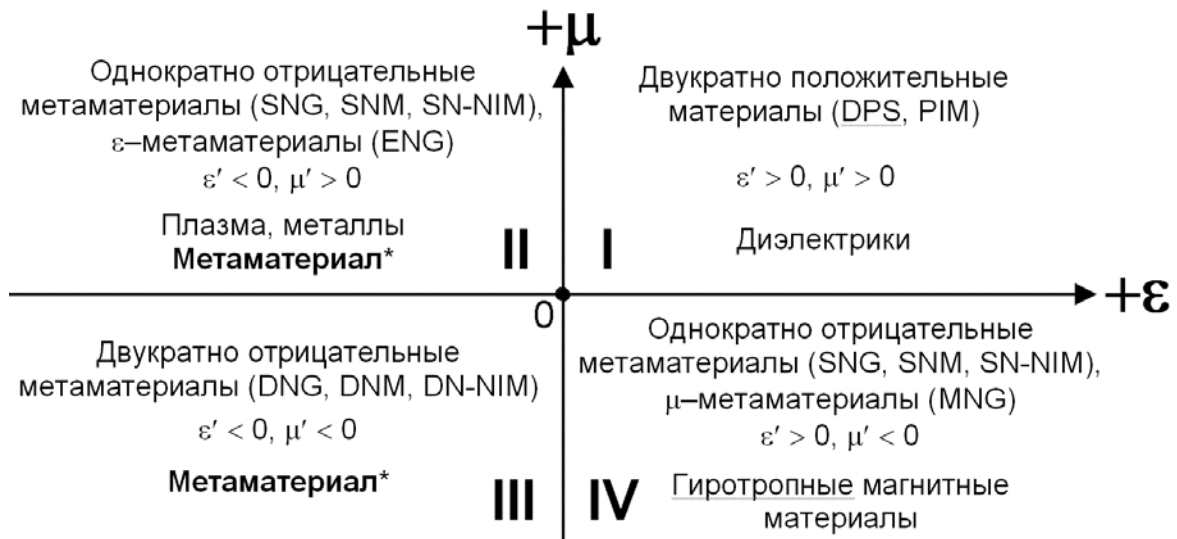


Рис. 5.45. Диаграмма в координатах “ ϵ – μ ” для различных материалов. **Метаматериал*** – сетчато-решётчатый материал (металпокрытие), изображённый на рис. 5.43 [150]. В скобках приведены сокращённые обозначения, применяемые в англоязычной литературе.

Для характеристики электромагнитных свойств материалов используют диаграмму в “ ϵ – μ ” координатах, пример которой показан на рис. 1.10. Подобный подход можно применить и к только что рассмотренному метаматериалу, (его конфигурация показана на рис. 5.43, а характеристики – на рис. 5.44). На рис. 5.45 также изображена диаграмма в “ ϵ – μ ” координатах, которая показывает, что данный метаматериал попадает в 3-й квадрант для “двукратно отрицательных” материалов при

поляризации, когда вектор **H** направлен вдоль широких полос металла. При поляризации, когда вектор **H** направлен вдоль узких полос металла, он попадает во 2-й квадрант для “однократно отрицательных” материалов.

5.7 Многослойные сетчатые метаматериалы

Сетчатые метаматериалы, описанные в предыдущих разделах, по сути являются 2D метапокрытием, содержащим три перфорированных субслоя – металл/диэлектрик/металл. Данное метапокрытие в целом можно рассматривать как один “моно-метаатомный” слой или блок. В то же время интересно получить объёмный 3D метаматериал, состоящий из многих “моно-метаатомных” блоков, поскольку именно такой метаматериал требуется для многих перспективных оптических приборов. Получение объёмного метаматериала позволит изучить влияние сближения отдельных “моно-метаатомных” блоков на характеристики метаматериала в целом и окончательно подтвердить, а также применить эффект отрицательного преломления на оптических частотах. До сих пор положительное заключение об этом эффекте делалось на основании результатов электромагнитного моделирования “моно-метаатомных” блоков и процедуре восстановления эффективных значений показателя преломления n и проницаемостей ϵ и μ из комплексных величин коэффициентов пропускания и отражения (и изменений фазы) в предположении однородной оптической среды. Отсюда возникает необходимость разработки технологии 3D метаматериалов.

Ранее в разделе 5.2 были рассмотрены вопросы технологии получения многослойных метаматериалов терагерцевого диапазона на основе резонаторов из разрезанных колец и его характеристики. Здесь будут рассмотрены результаты моделирования объёмного сетчатого метаматериала, содержащего до двухсот “моно-метаатомных” блоков [151], и результаты исследования его экспериментальных образцов.

На рис. 5.46 представлена многоблочная структура моделируемого 3D сетчатого метаматериала, содержащего

магнитные элементы из широких спаренных полосок металла и электрические элементы из узких полосок металла. Результаты моделирования и исследования характеристик отдельно взятого “моно-метаатомного” блока (т.е. трёхслойного сетчатого метапокрытия), размеры и материал его элементов приведены в Приложении П.3.

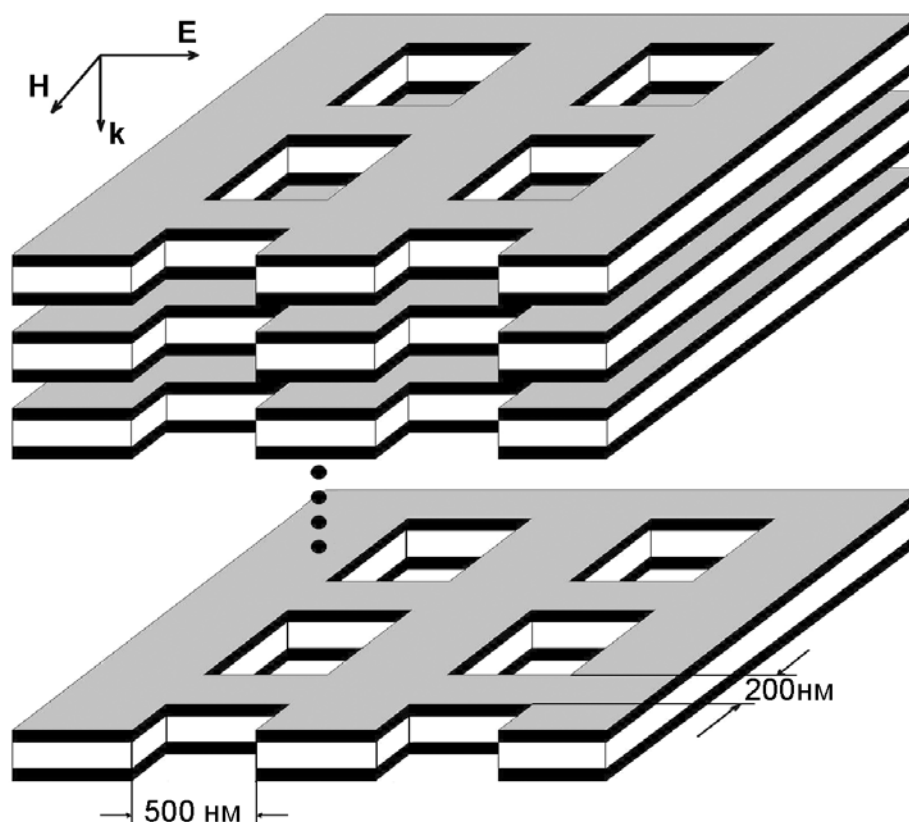


Рис. 5.46. Структура 3D сетчатого метаматериала, полученная складированием многих “моно-метаатомных” блоков (метапокрытий). Внизу показан один блок (трёхслойное метапокрытие), вверху – 3 блока. Недостающие размеры и материалы элементов блоков указаны в Приложении П.3. Адаптировано из [151]

Для моделирования многоблочного метаматериала была применена компьютерная программа “Rigorous coupled wave analysis” – RCWA (“Точный анализ методом связанных волн”) и использовались два подхода к определению эффективного показателя преломления n [151]. Последнее вызвано тем, что

процедура восстановления значений n из комплексных величин коэффициентов пропускания и отражения для периодической системы осложнена получением многих решений (ветвей характеристик или мод). Для определения эффективных значений n выбирались решения: 1) существующие при различном количестве “моно-метаатомных” блоков и 2) имеющие наименьшую мнимую часть для одного блока (тогда решения с повышенной мнимой частью будут затухать при наращивании количества блоков). Результаты численных расчётов спектров пропускания и отражения сетчатого 3D метаматериала, составленного из разного количества “моно-метаатомных” блоков и помещённого в воздушную среду, представлены на рис. 5.47 [151].

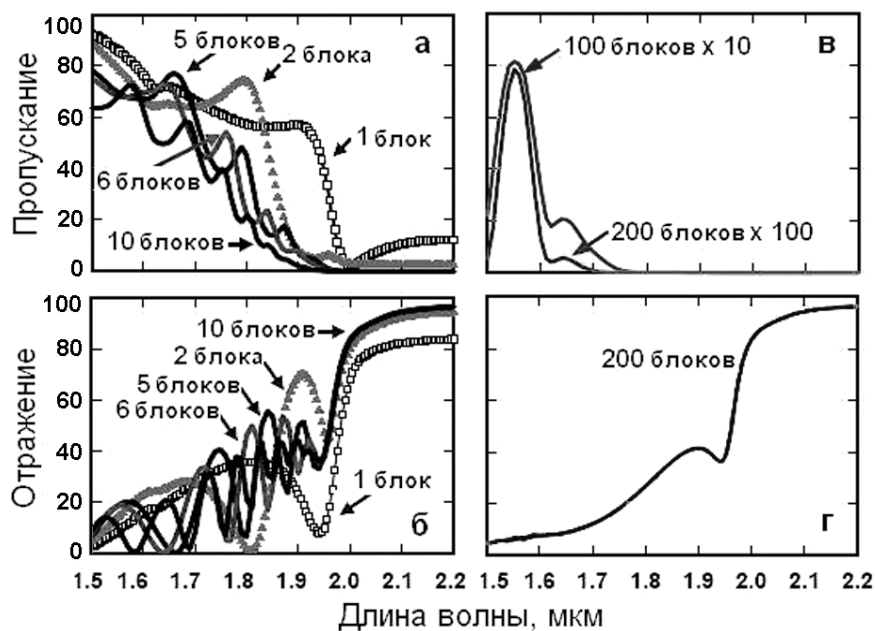


Рис. 5.47. Спектры пропускания (а и в) и отражения (б и г) сетчатого 3D метаматериала (см. рис. 5.46), составленного из разного количества “моно-метаатомных” блоков. Адаптировано из [151]

Для отдельно взятого блока, имеющего структуру воздух/металл/диэлектрик/металл/воздух, спектр пропускания имеет пик вблизи 1,93 мкм и провал около 2 мкм. При увеличении количества блоков, быстро снижается практически до

нуля пропускание на длинных волнах ($\lambda > 1,93$ мкм), как и в случае обычной реакции металла вдали от резонанса. На коротких волнах ($< 1,93$ мкм) спектры пропускания и отражения содержат колебания (локальные резонансы), в области которых, как будет показано ниже, имеет место отрицательное преломление. Количество резонансов возрастает с увеличением количества состыкованных “моно-метаатомных” блоков. Сами же резонансы являются следствием сильной вариации эффективного показателя преломления в области отрицательного преломления. При увеличении количества блоков до ста и двухсот колебания исчезают, а спектры пропускания и отражения дают асимптотическую характеристику, присущую объёмному метаматериалу с потерями, рис. 5.47(в,г). Пик пропускания около 1,55 мкм соответствует длине волны с наименьшими потерями. Отражение не велико в диапазоне 1,5-1,95 мкм, а при больших длинах волн излучение практически полностью отражается, как в случае с обычным металлом.

На рис. 5.48 приведены результаты восстановления (определения) значений эффективного показателя преломления метаматериалов с различным количеством “моно-метаатомных” блоков из их комплексных коэффициентов пропускания и отражения.

Как видно, в случае, когда метаматериал составлен из одного блока, реальная часть n является непрерывной и отрицательной в диапазоне 1,77...2,18 мкм, а мнимая часть имеет пик около 2 мкм. У метаматериалов, составленного из многих “моно-метаатомных” блоков, область отрицательного преломления начинается около 1,5 мкм, и $\text{Re}(n)$ быстро достигает -8 на длине волны около 2 мкм. Кривые изменения $\text{Re}(n)$ для метаматериалов из 2-10 блоков практически совпадают друг с другом. Также совпадают друг с другом кривые изменения $\text{Im}(n)$ для метаматериалов из 5-10 блоков, при этом $\text{Im}(n)$ очень мало в диапазоне $\lambda = 1,5 \dots 1,7$ мкм (в случае 10 блоков $\text{Im}(n) < 0,1$).

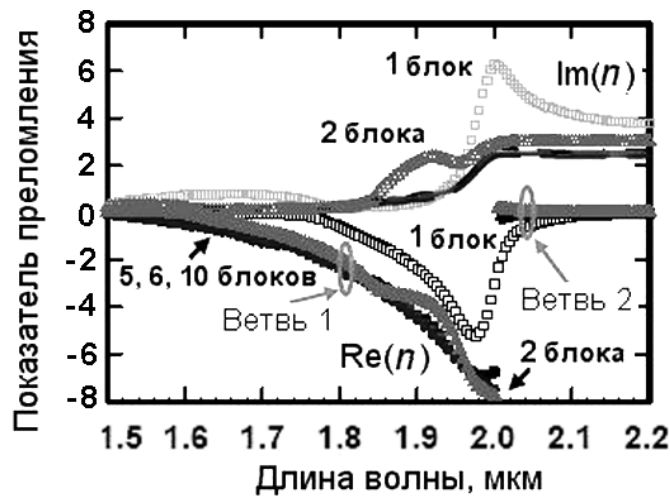


Рис. 5.48. Реальная и мнимая части показателя преломления 3D сетчатого метаматериала, составленного из разного количества “моно-метаатомных” блоков. В случае 5, 6 и 10 блоков кривые для $\text{Re}(n)$ и $\text{Im}(n)$ накладываются друг на друга. Адаптировано из [151]

Рис. 5.48 показывает, что графики для реальной части показателя преломления имеют 2 ветви; переход от первой ветви ко второй происходит довольно резко на длине волны $\lambda \sim 2$ мкм. На второй ветви $\text{Re}(n) \approx 0$ у метаматериалов с разным количеством “моно-метаатомных” блоков, а мнимая часть показателя преломления намного больше реальной, что является характерным для металлов.

На рис. 5.49 приведены результаты расчёта эффективного показателя преломления для двух мод электромагнитного излучения, проходящего через сетчатый метаматериал, составленный из большого количества “моно-метаатомных” блоков. Выбраны две моды с наименьшими потерями. Как видно, 1-я мода имеет отрицательный показатель преломления и низкие потери на $\lambda < 2$ мкм, но на больших длинах волн потери 1-й моды становятся больше потерь 2-й моды, и излучение распространяется посредством 2-й моды. В итоге, наблюдается скачок в показателе преломления около 2 мкм, как это и демонстрирует рис. 5.48.

На рис. 5.49 также приведены результаты расчёта показателя качества многоблочного метаматериала $-\text{Re}(n)/\text{Im}(n)$. Как видно, он достигает величины около 25 на длине волны $\lambda = 1,7$ мкм. Эта

величина в 4 раза больше значения показателя качества одноблочного материала (см. Приложение П.3, рис. П3-9б).

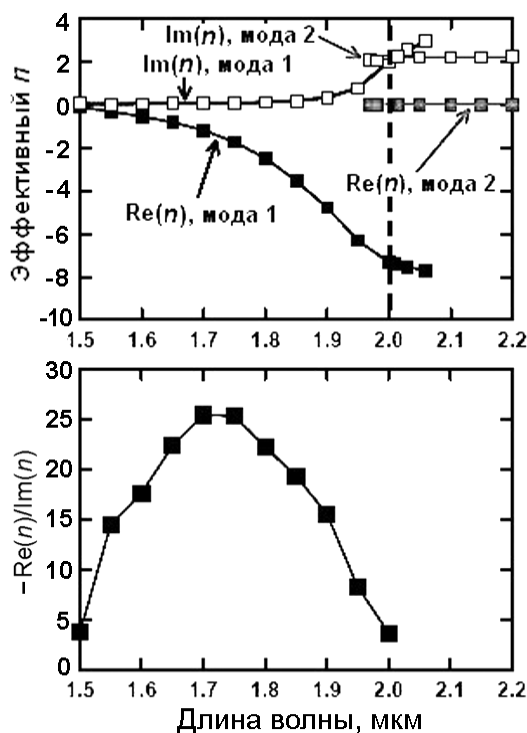


Рис. 5.49. Вверху: реальная и мнимая части показателя преломления для обеих мод с наименьшими потерями, проходящих через 3D сетчатый метаматериал, который составлен из большого количества “моно-метаатомных” блоков. Внизу: показатель качества для 1-й моды. Адаптировано из [151]

Таким образом, моделирование многослойных сетчатых структур указало на возможность получения метаматериалов с отрицательным преломлением в области ближнего ИК. Но не менее важно было реализовать эту возможность в эксперименте.

Впервые о результатах изготовления и экспериментального исследования многослойного 3D метаматериала для терагерцевого диапазона (дальнего ИК) было сообщено в [113] – были получены образцы из пяти “моно-метаатомных” блоков/слоёв, содержащих резонаторы типа SRR. Метаматериал имел магнитный резонанс и $Re(\mu) \sim -0,5$ на частоте вблизи 6 ТГц ($\lambda \approx 50$ мкм). Для изготовления образцов были применены стандартные методы многослойной микроэлектроники. В [124]

сообщалось об изготовлении образцов метаматериала, составленного из 4-х слоёв U-образных резонаторов и имеющего магнитный резонанс с небольшим $\text{Re}(\mu)$ на частоте около 120 ТГц ($\lambda \approx 2,4$ мкм)*. В [124] также изучалось влияние количества “моно-метаатомных” блоков/слоёв на поведение всей структуры метаматериала. Для изготовления образцов на этот раз пришлось применить методы нанотехнологии на основе “взрывной” электронно-лучевой литографии, а также приёмы планаризации, известные из технологии многослойной микроэлектроники.

В отношении получения 3D образцов сетчатых метаматериалов отметим работы [10,152]. В [152] был реализован трёхслойный метаматериал с отрицательным показателем преломления, у которого “моно-метаатомные” блоки складировались без дополнительного диэлектрического спейсера, т.е. была реализована структура $m/d/m/d/m/d/m$ (здесь m – металл Ag, d – диэлектрик MgF_2). На рис. 5.50(а,б) показана геометрия и размеры элементарной ячейки (метаатома) данного материала, а на рис. 5.50(в,г) – его трёхслойная, если считать по количеству диэлектрических слоёв, структура. Как видно, в этом метаматериале промежуточные слои серебра должны одновременно функционировать в составе двух соседних “моно-метаатомных” блоков. При этом толщина одного блока составляет $a_z = 31/2 + 21 + 31/2 = 52$ нм, т.е. в 27 раз меньше $\lambda = 1410$ нм, на которой имеет место отрицательное преломление. Это означает, что хорошо выполняется приближение однородной эффективной среды для падающего излучения.

Изготовление образцов метаматериала выполнялось по ранее описанной технологии с использованием “взрывной” электронно-лучевой литографии и электронно-лучевого испарения для осаждения слоёв серебра и фторида магния. Применённые методы изготовления приводили к прямоугольной форме боковых стенок, угол наклона стенок составлял 8° , (рис. 5.50б). Этот эффект имеет существенное значение при очень большом количестве слоёв, в данном же

* Работа [124] подробно обсуждалась в разделе 5.2.

случае его роль не должна быть велика. На рис. 5.51 приведены электронные микрографии, демонстрирующие хорошее качество полученных структур.

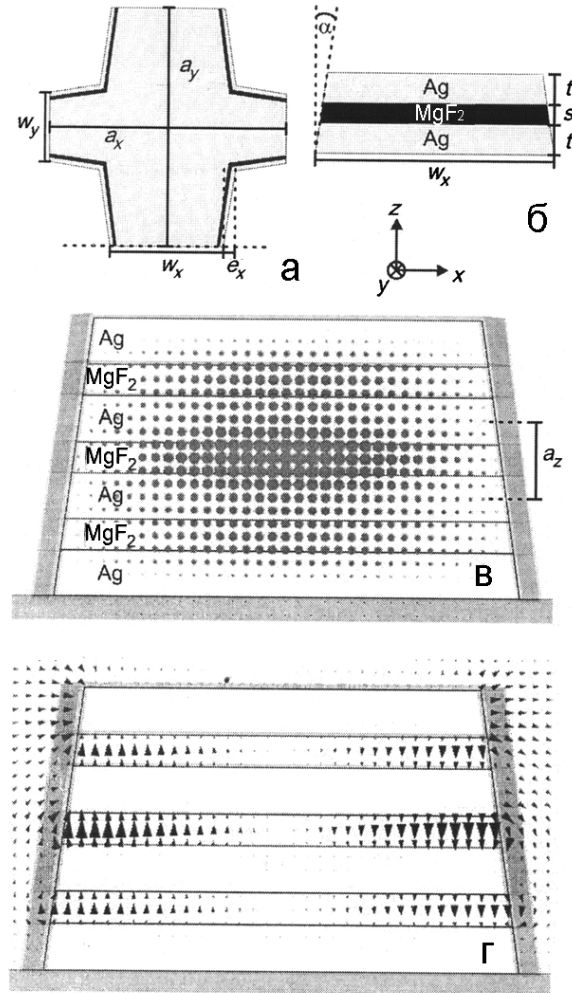


Рис. 5.50. Геометрия и структура многослойного сетчатого метаматериала: а и б – вид на элементарную ячейку (метаатом) сверху и в поперечном сечении; в – распределение \mathbf{H} в поперечном сечении метаматериала и г – распределение \mathbf{E} в поперечном сечении метаматериала на длине волны 1430 нм при следующей поляризации падающего излучения: магнитное поле – по оси y , электрическое поле – по оси x . Размеры элементов ячейки: $a_x = a_y = 645$ нм, $w_x = 318$ нм, $w_y = 173$ нм, $\alpha = 8^\circ$, $t = 31$ нм, $s = 21$ нм, $e_x = e_y = 14$ нм. Адаптировано из [152]

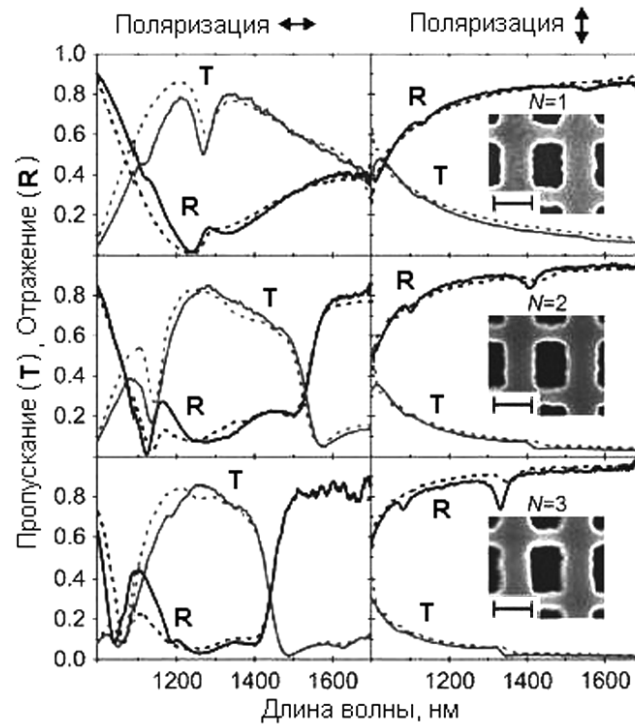


Рис. 5.51. Измеренные (сплошные кривые) и рассчитанные (штриховые кривые) спектры пропускания и отражения метаматериала с различным количеством слоёв N при двух поляризациях (направлении вектора \mathbf{E}) нормально падающего излучения. На вставках приведены электронные микрофотографии фрагментов метаматериала, длина размерной метки – 400 нм. Адаптировано из [152]

Авторы [152] также выполнили моделирование рассматриваемой структуры с размерами элементов, указанных на рис. 5.50, с использованием компьютерной программы CST MICROWAVE STUDIO. Были заданы следующие параметры: показатель преломления диэлектрика $n(\text{MgF}_2) = 1,38$, показатель преломления подложки $n(\text{стекло}) = (2,2)^{1/2}$ и модель Друде для серебра (плазменная частота $\omega_p = 1,37 \times 10^{16} \text{ с}^{-1}$, затухание или частота столкновений $\omega_c = 8,5 \times 10^{13} \text{ с}^{-1}$; эти значения уже неоднократно использовались при расчётах, хорошо согласующихся с опытом).

Как и в случае других сетчатых метаматериалов вектор магнитного поля падающего излучения направлялся вдоль широких полос металла (по оси y), а вектор электрического

поля – вдоль узких полос металла (по оси x) для получения эффекта отрицательного преломления. На рис. 5.50в показано распределение напряжённости магнитного поля \mathbf{H} , а на рис. 5.50г – распределение напряжённости электрического поля \mathbf{E} (для фазы, сдвинутой на 90° относительно фазы для рис. 5.50в). Распределения полей получены расчётным путём [152]. Внешнее магнитное поле (H_y) индуцирует антисимметричные токи в соседних металлических полосах; эти токи замыкаются токами смещения по краям диэлектрических слоёв, образуя в целом круговые токи, генерирующие магнитные дипольные моменты и эффект отрицательной магнитной проницаемости. Электронные колебания вдоль узких металлических полос приводят к эффекту отрицательной диэлектрической проницаемости на рабочих частотах в соответствии с моделью Друде для “разбавленного” металла.

На рис. 5.51 приведены измеренные и рассчитанные спектры пропускания и отражения при нормальном падении внешнего излучения и двух его линейных поляризаций. Количество “моно-метаатомных” блоков (диэлектрических слоёв) N составляло 1, 2 и 3. Результаты измерений и расчётов, в общем, хорошо согласуются между собой и ранее рассмотренными характеристиками аналогичных метаматериалов. Обращает на себя внимание довольно большое пропускание (60...80 %) излучения с горизонтальной поляризацией в резонансной области ($\lambda \sim 1410$ нм) с отрицательным показателем преломления.

На рис. 5.52 приведены восстановленные по данным моделирования эффективные значения показателя преломления и магнитной проницаемости исследуемого метаматериала. Эти параметры относятся к как бы однородным покрытиям толщиной 83, 135 и 187 нм (соответственно, при $N = 1, 2$ и 3), нанесённым на стеклянную подложку. Процедура восстановления параметров n и μ , как и ранее, основана на предположении одинаковости спектров пропускания и отражения для композиционного метаматериала и однородного покрытия одинаковой оптической толщины.

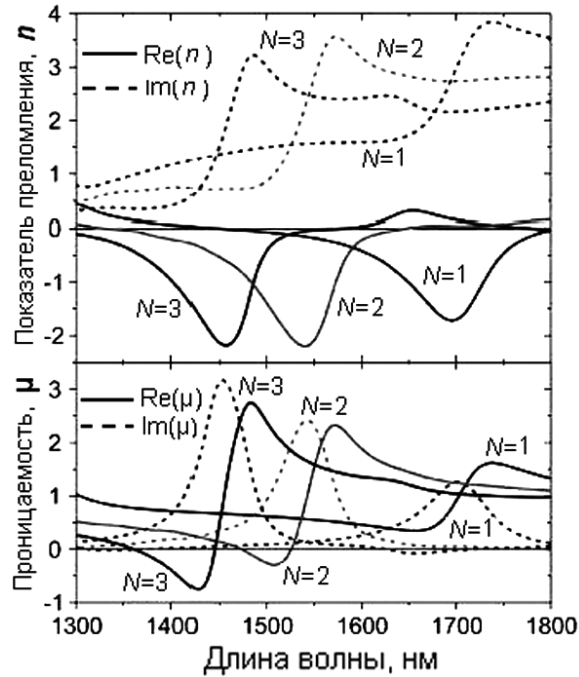


Рис. 5.52. Эффективные значения реальных и мнимых частей показателя преломления и магнитной проницаемости метаматериалов с различным количеством слоёв N при горизонтальной поляризации (направлении вектора \mathbf{E}) нормально падающего излучения. Адаптировано из [152]

Рис. 5.52 показывает, что на график зависимости $\text{Re}(n)$ от λ сильно влияет количество слоёв N , причём для $N=2$ и 3 отрицательная $\text{Re}(n)$ получается при комбинации отрицательных реальных частей ϵ и μ . При $N=1$ величина $\text{Re}(\mu)$ всегда положительная. Для оптимального соотношения размеров показатель качества $-\text{Re}(n)/\text{Im}(n) = 2,5$ на длине волны $\lambda = 1410$ нм. Сдвиг в область коротких волн максимумов зависимости $\text{Re}(n)$ от λ при увеличении N объясняется просто трапецеидальной формой структурных элементов метаматериала (углом наклона стенок $\alpha = 8^\circ$) и сужением металлических полос.

Интересно отметить, что из-за субволновой близости соседних “моно-метаатомных” блоков и того, что один и тот же слой металла принадлежит соседним блокам, имеет место кооперативное поведение всех блоков метаматериала. В результате при $N=3$ не проявляются три отдельных магнитных

резонанса, а магнитные дипольные моменты соседних блоков не подавляют друг друга.

Таким образом, был реализован трёхслойный сетчатый метаматериал с отрицательным показателем преломления для диапазона ближнего ИК с приемлемым показателем качества. При этом оптические параметры не критически изменялись с наращиванием количества слоёв, как и должно быть у идеального метаматериала с субволновыми размерами структурных элементов. В полученных образцах данного метаматериала хорошо выполняется условие эффективной однородной среды (длина волны падающего излучения была в 27 раз больше постоянной решётки в направлении распространения).

Для прямого доказательства эффекта отрицательного преломления в оптическом диапазоне был проведён эксперимент с использованием призмы [10]. Призма была изготовлена из 3D сетчатого метаматериала, представленного на рис. 5.53.

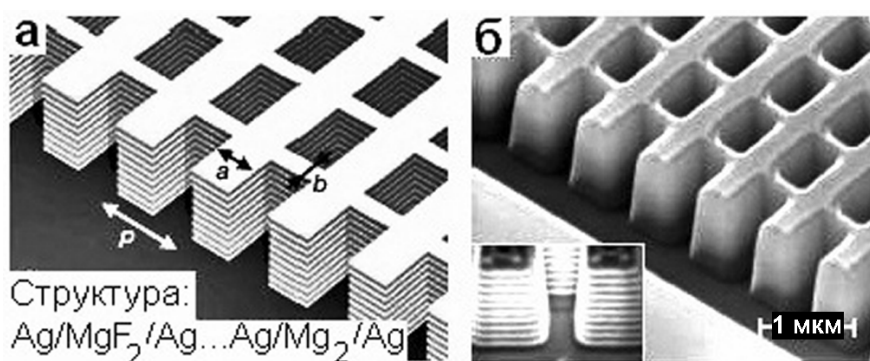


Рис. 5.53. а – структура 21-слойного сетчатого метаматериала, б – электронная микрография метаматериала; на вставке изображён фрагмент материала. Размеры структурных элементов: $p = 860$ нм, $a = 563$ нм, $b = 265$ нм; толщина слоёв Ag – 30 нм, толщина слоёв MgF₂ – 50 нм; угол наклона стенок – $4,3^\circ$. Адаптировано из [10]

Технология изготовления метаматериала состояла в следующем [10]: слои Ag (30 нм) и MgF₂ (50 нм) поочерёдно наносились электронно-лучевым испарением на кварцевую подложку, всего были нанесены 21 слой при общей толщине 830 нм. Для образования сетки/решётки из сплошной заготовки применялось распыление с помощью хорошо сфокусированного

ионного луча. Стенки отверстий имели небольшой наклон под углом около $4,3^\circ$, который, как показало моделирование, не оказывал существенного влияния на пропускание излучения. Образцы были плоской формы и содержали 21×21 элементарных ячеек, они использовались для измерения спектра пропускания. Микрография одного из образцов представлена на рис. 5.53б. Таким образом, из 21 слоя были создано 10 функциональных “моно-метаатомных” блоков $\text{Ag}/\text{MgF}_2/\text{Ag}$. Как и в других сетчатых структурах, узкие полосы Ag играли роль электрических элементов, а широкие спаренные полосы Ag – магнитных.

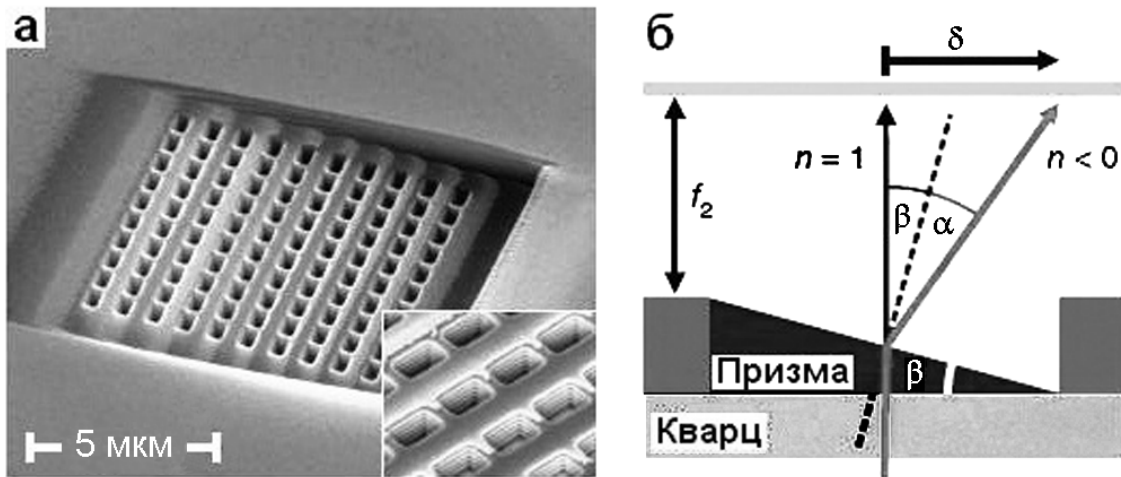


Рис. 5.54. а – микрография образца с призмой из сетчатого метаматериала; на вставке изображён фрагмент метаматериала с большим увеличением; размеры элементов приведены в подписи к рис. 5.53; б – схема прохождения излучения через призму и преломления на её наклонной поверхности при различных значениях n .; угол преломления α определялся по смещению луча δ . Адаптировано из [10]

Образцы второй конфигурации представляли собой призмы из сетчатого метаматериала на поверхности подложки, как показано на рис. 5.54. Призмы изготавливались путём ионного распыления сетчатых структур под углом β . Величина β была порядка 5° , её точное значение определялось с помощью атомно-силового микроскопа. Призмы содержали 10×10

элементарных ячеек. Упрощённая схема измерения абсолютного показателя преломления приведена на рис. 5.54б. Для измерений применялся фемтосекундный лазер. На рис. 5.55 приведены результаты измерений зависимости показателя преломления образцов сетчатого метаматериала от длины волны и частоты падающего излучения. Вертикальные линии около кружков показывают величину стандартного отклонения для разных образцов и двух значений угла $\beta = 5^\circ$ и $4,7^\circ$.

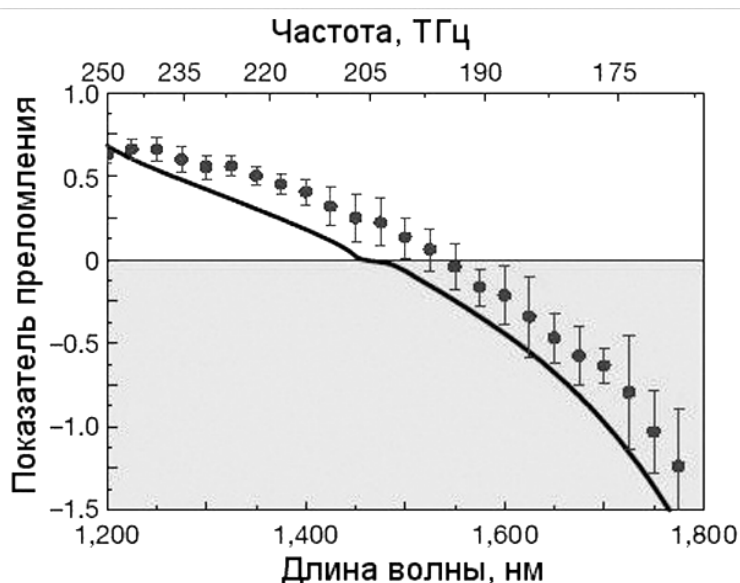


Рис. 5.55. Измеренные (кружки) и рассчитанные (сплошная кривая) значения показателя преломления многослойного сетчатого метаматериала. Адаптировано из [10]

Как видно в диапазоне длин волн 1200...1775 нм величина показателя преломления изменяется от $0,63 \pm 0,05$ до $-1,23 \pm 0,34$.

Экспериментальные данные хорошо согласуются с расчётными, также приведёнными на рис. 5.55 [10]. Расчёт выполнялся с помощью программы RCWA (“Rigorous Coupled-Wave Analysis”). Измеренный отрицательный угол преломления является прямым результатом отрицательного изменения фазы при распространении излучения через метаматериал с отрицательным показателем преломления. Это иллюстрируется на рис. 5.56 картиной мгновенного распределения на плоскости электрического компонента

электромагнитного поля падающего на призму излучения ($\lambda = 1763$ нм, $n = -1,4$) [10]. Как видно, прохождение волны через более толстые участки призмы приводит к отрицательному “набегу” (или изменению) фазы по сравнению с фазой волны после прохождения тонких участков призмы. В результате такого сдвига фаз в пространстве распространения волновой фронт излучения поворачивает вправо, т.е. имеет место отрицательное преломление на выходе из призмы. Отметим, что показатель преломления сетчатого метаматериала остаётся таким же самым в разных частях призмы, т.е. не зависит от количества наращённых функциональных “моно-метаатомных” блоков $\text{Ag/MgF}_2/\text{Ag}$.

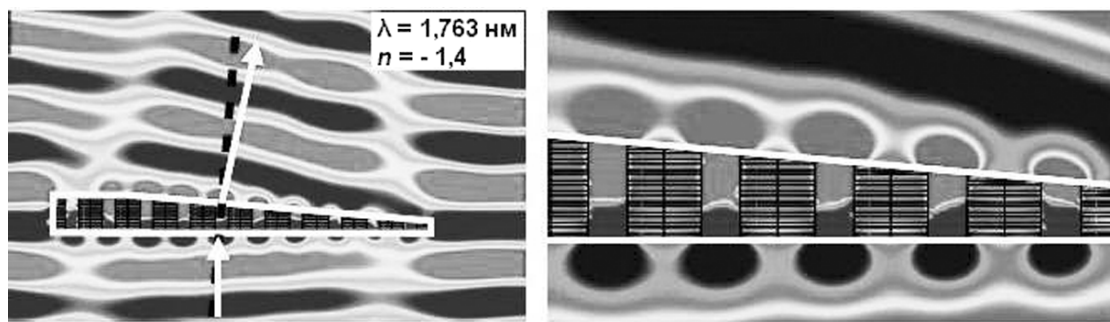


Рис. 5.56. Картина распределения электрического поля волны, проходящей через призму из метаматериала, демонстрирующая фазовый фронт света. Справа распределение показано в крупном масштабе. Адаптировано из [10]

Также был определён показатель качества многослойного сетчатого метаматериала $-\text{Re}(n)/\text{Im}(n)$. Экспериментальные значения показателя качества были получены из данных измерений спектров пропускания и отражения с учётом закона сохранения энергии. На рис. 5.57 приведены результаты определения показателя качества. Расчётные данные намного больше экспериментальных, что объясняется погрешностями технологии. На длине волны $\lambda = 1775$ нм, где $n = -1,23$, величина показателя качества составляет 3,5. Это довольно большая величина для экспериментальных образцов 3D метаматериалов в оптическом диапазоне.

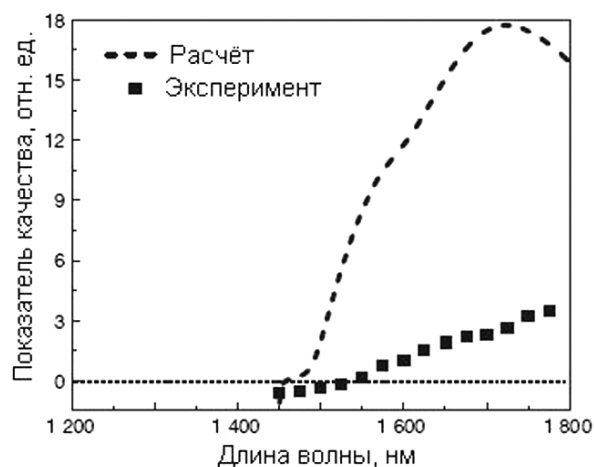


Рис. 5.57. Показатель качества многослойного сетчатого метаматериала. Адаптировано из [10]

Таким образом, и в оптическом диапазоне волн был продемонстрирован в прямом эксперименте с призмой эффект отрицательного преломления электромагнитного излучения.

Завершая рассмотрение оптических метаматериалов, следует отметить, что уже к концу первого десятилетия XXI века были получены образцы материалов, обладающих отрицательным показателем преломления, причём в ближнем ИК диапазоне были получены так называемые “двукратно отрицательные” метаматериалы, у которых обе проницаемости (ϵ и μ) имеют отрицательное значение, а показатель качества $-n'/n'' = -\text{Re}(n)/\text{Im}(n)$ составляет несколько единиц.

В табл. 5.1 приведены данные по некоторым образцам практически реализованных оптических метаматериалов. Из них видно, что наилучшие результаты получены с сетчатыми метаматериалами в виде “моно-метаатомных” блоков/слоёв или структур типа “ $m/d/m$ ” и структур из множества таких блоков (последние структуры можно отнести к категории 3D метаматериалов). Сетчатые метаматериалы обеспечили получение отрицательного значения показателя преломления в ближнем ИК на телекоммуникационных длинах волн ($\lambda \sim 1,5$ мкм), будучи “двукратно отрицательными” материалами. В длинноволновой части видимого диапазона света ($\lambda = 0,75 \dots 0,8$ мкм) сетчатые метаматериалы обеспечили

получение отрицательного показателя преломления, будучи “однократно отрицательными” материалами с показателем качества меньше единицы.

Таблица 5.1. Отрицательные показатели преломления, полученные с помощью различных метаматериалов в оптическом диапазоне длин волн

Конфигурация структуры метаматериала	Реальная часть показателя, n'	Длина волны, мкм	Показатель качества, n'/n''	Литература
Спаренные наностержни	–0,3	1,5	0,1	[131]
Сетка с круглыми наноотверстиями	–2,0	2,0	0,5	[143]
Сетка с эллиптическими наноотверстиями	–4	1,8	2,0	[145]
Сетка с прямоугольными наноотверстиями	–1	1,4	3,0	[148]
Сетка с прямоугольными наноотверстиями	–0,6	0,78	0,5	[149]
Сетка с овальными наноотверстиями	–1,0 –0,9	0,81 0,77	1,3 0,7	[150]
Многослойная сетка с прямоугольными наноотверстиями	–1,5	0,14	2,5	[152]
Многослойная сетка с прямоугольными наноотверстиями	–1,2	0,18	3,5	[10]
Многослойная сетка с прямоугольными наноотверстиями	–0,68 –0,66 –1,30 –1,13	0,69 (0,66-0,71)* 0,65 (0,62-0,67)* 0,75 (0,69-0,81)* 0,67 (0,62-0,71)*	1,9 1,75 3,34 3,19	[153]
* диапазон длин волн, где $n < 0$				

В связи с тем, что трудно получить на одной частоте одновременно магнитный и электрический резонансы, применялось сочетание магнитной резонансной структуры с нерезонансной структурой из “разбавленного” металла. Последняя создаёт фоновую отрицательную диэлектрическую проницаемость в широком спектральном диапазоне, в котором имеет место магнитный резонанс, создающий эффект отрицательной магнитной проницаемости.

Электрическая структура может быть в виде протяжённых плёночных проводников (наностержней, нанополосок) или их отрезков, а также в виде сплошной тонкой металлической плёнки. Магнитные структуры в диапазоне ближнего ИК представляют собой спаренные отрезки плёночных проводников или протяжённых полосок. В сетчатых метаматериалах электрические и магнитные элементы в совокупности образуют структуру типа “рыбацкая сеть” с отверстиями разной формы. Лучшие результаты получены с продолговатыми отверстиями, создающими систему спаренных металлических полос – широких для взаимодействия с магнитным компонентом падающего электромагнитного поля и узких для “разбавления” металла и взаимодействия с электрическим компонентом.

Для расширения полосы частот с отрицательным преломлением предлагается использовать гибридизацию плазмонных резонансов соседних сетчатых метаструктур. Метаструктуры собираются в пакет и имеют слегка отличающиеся резонансные частоты [154]. Соответствующая электромагнитная связь между соседними метаструктурами устанавливается за счёт варьирования толщины диэлектрических спейсеров. Аналогичный подход применяется в радиотехнике для расширения рабочей полосы частот с помощью нескольких колебательных контуров, которые слегка расстраиваются один относительно другого и находятся в некоторой электрической или магнитной связи.

Управление параметрами метаматериалов осуществляется изменением конфигурации и размеров отдельных элементов структуры, а также выбором диэлектрика (через его показатель преломления). Выбор металлов – ограниченный, так как

необходима хорошая электропроводность, а именно: серебро, золото, алюминий, медь используют при изготовлении экспериментальных образцов метаматериалов. Лучшие результаты получены с серебром, но оно чувствительно к окружающей среде, и требуется его защита (наносятся дополнительные слои диэлектрика).

Оптические метаматериалы в основном представлены в виде трёхслойных покрытий (металл/диэлектрик/металл – $m/d/m$); их изготавливают путём нанесения тонких слоёв (плёнок) с последующей размерной обработкой. Слои наносят чаще всего методом термовакuumного электронно-лучевого испарения. Следует выбирать небольшую скорость осаждения плёнок, при которой получается минимальная шероховатость конденсата. Шероховатость приводит к повышению оптических потерь и снижению качества метаматериала. Этот вопрос исследовался в работе [155], её авторы рекомендуют до минимума снижать скорость осаждения, в частности, до $0,5 \text{ \AA/s}$ при испарении серебра. Для детального ознакомления с технологией электронно-лучевого испарения можно рекомендовать книгу [156]. По технологии тонких плёнок, их структуре, зернистости – [157].

Сейчас изучается вопрос о применении метода импульсного магнетронного распыления на средних частотах для осаждения как проводящих, так и диэлектрических слоёв требуемого качества в едином технологическом цикле. Этот метод обеспечивает повышенную энергетическую активацию процесса конденсации и позволяет осаждать материал с повышенной плотностью и низкой шероховатостью [158,159]. Метод магнетронного распыления описан в книгах [160,161].

Размерная обработка чаще всего выполняется в виде “взрывной” электронно-лучевой литографии (*lift-off with electron-beam lithography*) или путём распыления остро сфокусированным ионным лучом (*focused ion beam* – FIB). Оба метода характеризуются низкой производительностью и высокой стоимостью обработки, поэтому площадь получаемых образцов не велика, существенно меньше 1 мм^2 . Ознакомиться с электронно-лучевой литографией, которая получила развитие,

главным образом, для нужд микроэлектроники, можно в [157 (Броудай),162,163]. Ионно-лучевые процессы освещены в [162].

Желательно применять более производительные методы, в частности интерференционную или наноимпринтную литографию. Перспективным является сочетание двухфотонной полимеризации с интерференционной литографией, при котором одновременно во многих точках пространства (где световое поле интерференционной картины имеет высокую напряжённость) создаются элементы 3D структуры.

Методы осаждения из растворов или пара химических соединений также имеют определённый потенциал, особенно в случае подложек сложной формы. Осаждение из пара (*chemical vapor deposition*– CVD) осуществляется при воздействии высокой температуры и/или плазмы, или электронных, ионных, лазерных лучей.

В мировой литературе опубликовано много обзоров, в которых системно описаны существующие подходы к технологии получения оптических метаматериалов, см., например, [8,158]. В связи с ограниченной доступностью многих журналов и книг в Приложении 4 приведен адаптированный текст обзора [158].

Многие технологические процессы, применяемые в новой области электроники – наноэлектронике, пригодны и для изготовления оптических метаматериалов. К таким процессам относятся разные виды литографий, включая наноимпринтную литографию, и методы CVD для нанесения диэлектриков и металлов на объёмные наноэлементы, в частности, наноспираль сложной формы. Поэтому можно рекомендовать к изучению и книги по технологии наноэлектроники (см., например, [164])

6 НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ МЕТАМАТЕРИАЛОВ

Рассматривая физику метаматериалов, нельзя обойти вопрос об их применении, тем более что именно необычность возможных приложений явилась мощным стимулом к разработке и исследованию этих материалов. Они привлекают внимание прежде всего возможностью создания на их основе устройств получения изображений с субволновым разрешением ниже дифракционного предела, а также получения покрытий, создающих эффект невидимости (*invisibility, cloaking*), т.е. покрытий типа “плаща-невидимки” (*cloak of invisibility, invisible cloak*). В данном разделе будут рассмотрены эти два принципиально важных применения метаматериалов.

6.1 Линзы с субволновым разрешением

Ещё в первой статье В.Г. Веселаго, системно анализирующей возможность существования вещества с отрицательными ϵ и μ [2]*, были описаны необычные свойства линз, изготовленных из материалов с отрицательными показателем преломления, а также было показано, что можно фокусировать излучение точечного источника с помощью плоской линзы в виде пластины. В литературе такую линзу иногда называют линзой Веселаго по фамилии её автора. Ход лучей в линзе показан на рис. 1.9 и видно, что создаются инвертированное изображение точки А внутри плоской линзы и неинвертированное изображение в точке В за линзой. При размещении линзы в вакуумной или воздушной среде её материал должен иметь $n = -1$ ($\epsilon = -1$, $\mu = -1$). Тогда импедансы Z среды и материала линзы соответствуют друг другу (знак $Z = \sqrt{\frac{\mu\mu_0}{\epsilon\epsilon_0}}$ не зависит от знаков ϵ и μ при совпадении их

* См. раздел 1.3.

знаков), и отсутствует отражение на входе и выходе из плоской линзы. Однако это не есть линза в обычном смысле, т.к. она не будет фокусировать в точку пучок лучей, приходящих из бесконечности.

Позднее Дж. Пендри (J.V. Pendry) доказывал в своей работе [80], что пластина из метаматериала с $n = -1$ ($\epsilon = -1$, $\mu = -1$) должна позволять получение изображения с субволновым разрешением. Это дало ему основание назвать эту линзу идеальной или совершенной (*perfect lens*). Соответственно, идеальную линзу в литературе часто называют линзой Пендри.

Как известно, для обычных линз из материала с положительным n имеется дифракционный предел Аббе для разрешения, а именно: нельзя видеть/разрешать объекты, размеры которых меньше половины длины волны освещающего излучения. Это ограничение вытекает из следующего рассмотрения движения волнового пакета через изображающую систему в пространстве волновых векторов: когда волновой пакет, состоящий из многих плоских волн с одинаковой частотой ω , но разными Фурье-компонентами волновых векторов k_x , k_y и k_z , распространяется от источника, то он претерпевает фазовые и амплитудные искажения. Соответственно, для волны $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ можно записать следующее выражение:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\alpha, k_x, k_y} \mathbf{E}_{\alpha}(k_x, k_y) \exp(ik_z z + ik_x x + ik_y y - i\omega t), \quad (6.1)$$

при этом имеем следующее дисперсионное уравнение

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k_0^2 = \omega^2 / c^2, \quad (6.2)$$

где $k_0 = \omega / c$ — волновой вектор в свободном пространстве (c — скорость света в вакууме). Приняв ось z за интересующее нас направление распространения, можно записать

$$k_z = \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}, \quad (6.3)$$

с общим поперечным волновым вектором $k_t = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$.

Когда $k_0 > k_t$, величина k_z является реальной, и волна может распространяться в обычном материале по оси z . Когда $k_0 < k_t$, величина k_z является мнимой, и волна экспоненциально спадает по амплитуде в направлении распространения, т.е. такая волна не может распространяться далеко от источника. Такие волны называют затухающими или эванесцентными (*evanescent waves*)*. Они сосредоточены вблизи объекта и не вносят вклад в формирование изображения в обычной оптике. Обычная оптика может корректировать только фазовые искажения, но не способна воспроизводить амплитуду потерянной эванесцентной части спектра. Однако эванесцентные волны содержат информацию о деталях объектов, имеющих субволновые размеры Δ , поэтому для выявления этой информации надо использовать волны с длиной $\lambda_t = 2\pi / k_t = 2\pi c / \omega < \Delta$, иначе падающая волна не будет замечать мелкие детали объекта.

Поскольку максимально возможное значение $k_{t,\text{макс}}$ для распространяющихся волн равно k_0 , наилучшее разрешение, т.е. минимальное значение $\Delta_{\text{мин}}$, получается на волне с длиной

$$\lambda_0 = \lambda_{\Delta=\Delta_{\text{мин}}} = \frac{2\pi}{k_{t,\text{макс}}}. \quad (6.4)$$

Более точный анализ дифракционного предела Аббе для обычных линз даёт $\lambda_0 / 2n(\sin\alpha)$, где n – показатель преломления внешней среды, α – полуапертурный угол линзы.

Для получения информации о мелких деталях объекта, надо как-то получать информацию о затухающих эванесцентных волнах. В микроскопах ближнего поля [МБП] эта информация собирается с помощью зонда, располагаемого очень близко к объекту. Дж. Пендри показал, что возможен и другой способ выявления этих волн и получения изображения без искажений, а

* В волноводной технике СВЧ подобные волны называются “запредельными” или “запрещёнными” и наблюдаются, когда их частота меньше критической или длина волны в свободном пространстве больше критической величины для данного волновода. У затухающей волны нет изменений фазы, т.к. её длина – бесконечна.

именно: с помощью плоской линзы Веселаго и плазмонного усиления затухающих волн в метаматериале [80].

Вдоль направления распространения по оси z каждая Фурье-компонента поля определяется выражением $\exp(-i\omega t + ik_z z)$. В свободном пространстве волновой вектор k_z для этого направления является положительной величиной, определяемой по уравнению (6.3), если рассматриваются распространяющиеся волны. Но для затухающих в ближней области эванесцентных волн этот вектор является мнимой величиной и равен:

$$k_{z,э} = ik_z = i\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k_0^2}. \quad (6.5)$$

Отсюда получаем экспоненциальное затухание:

$$\exp(-i\omega t + ik_{z,э} z) = \exp[-i\omega t + i(ik_z)z] = \exp(-i\omega t - k_z z). \quad (6.6)$$

Для волн, распространяющихся в NIM метаматериале с отрицательными ϵ и μ , этот же вектор равен:

$$k_{z,м} = -\sqrt{\frac{\epsilon\mu\omega^2}{c^2} - k_x^2 - k_y^2}. \quad (6.7)$$

Отрицательный знак в правой части (6.7) указывает на эффект отрицательного изменения фазы в NIM метаматериале. Соответственно, для волнового вектора затухающих эванесцентных волн получаем выражение, аналогичное уравнению (6.5), но с отрицательным знаком:

$$k_{z,м,э} = -ik_{z,м} = -i\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - \frac{\epsilon\mu\omega^2}{c^2}}. \quad (6.8)$$

Отсюда видно, что затухающие эванесцентные Фурье-компоненты поля будут расти по экспоненциальному закону вдоль оси z , как показывает следующее выражение для распространяющейся волны:

$$\exp(-i\omega t + ik_z) = \exp[-i\omega t + i(-ik_{z.M})] = \exp(-i\omega t + k_{z.M}z). \quad (6.9)$$

Отметим, что здесь $k_{z.M}$ – положительная величина. В результате, возрастание по амплитуде эванесцентных волн внутри линзы Веселаго/Пендри компенсирует их затухание за пределами линзы и возвращает амплитуду к исходному значению на плоскости изображения (рис. 6.1).

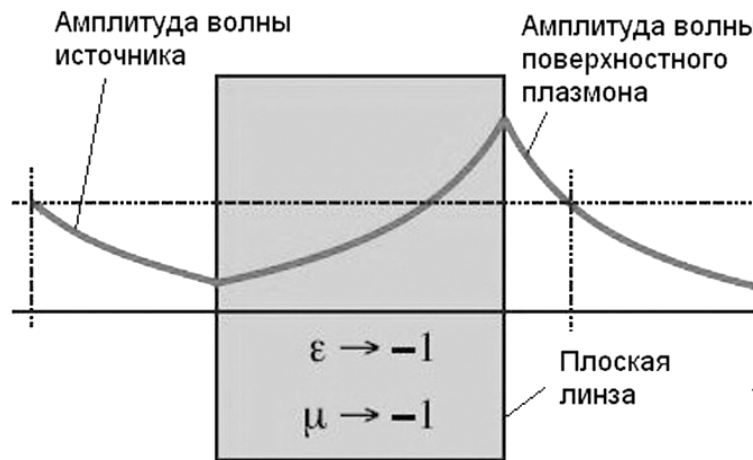


Рис. 6.1. Демонстрация усиления затухающей (эванесцентной) волны в плоской линзе, выполненной из метаматериала с отрицательным показателем преломления

Распространяющиеся волны сохраняют свою амплитуду во время движения через линзу, а изменение их фазы вне линзы компенсируется обратным изменением их фазы внутри метаматериала, так что в плоскости изображения получаем эти волны без фазовых искажений. Таким образом, в плоскости изображения получаем идеальный результат восстановления всех распространяющихся и эванесцентных Фурье-компонент поля источника, и может быть получено разрешение ниже дифракционного предела.

Следует отметить, что усиление затухающих эванесцентных волн не противоречит закону сохранения энергии, поскольку эти волны не переносят энергию, т.е. в идеальной линзе без потерь

вектор Пойнтинга для этих волн равен нулю^{*}. Поэтому возрастание амплитуды эванесцентных волн в идеальной линзе не требует затрат энергии.

Здесь важно ещё раз упомянуть о плазмонном механизме усиления волн в линзе из метаматериала. Как известно, поверхностные плазмоны (или поверхностные плазмонные поляритоны, см. раздел 5.4) могут эффективно возбуждаться внешними эванесцентными волнами на границе диэлектрической и проводящей сред при равенстве модулей их проницаемостей, но при их противоположных знаках. Подобные условия как раз реализуются на поверхности рассматриваемой линзы с $n = -1$ ($\epsilon = -1$), помещённой в вакуумную или воздушную среду с $n = 1$ ($\epsilon = 1$).

Наконец надо отметить, что на практике изготовить идеальную линзу без каких либо потерь невозможно, исходя хотя бы из того, что для получения отрицательных проницаемостей, в первую очередь отрицательной μ , применяют резонансные элементы (нанорезонаторы), которым органически присущи омические потери. Поэтому линзу Веселаго/Пендри, если она будет изготовлена, можно будет определить в лучшем случае как “почти идеальную”. Вопрос о “неидеальности” линзы будет рассмотрен ниже, а сейчас представим вычислительный эксперимент Дж. Пендри [80], который подтвердил возможность субволнового разрешения.

Расчёт выполнялся при размерах системы меньше длины волны света, т.е. в условиях электростатического предела, когда отсутствуют радиационные эффекты и нет взаимосвязи электростатических и магнитостатических полей. Электростатический предел характерен для P -поляризованной волны (волны ТМ-типа), когда отсутствует зависимость от μ и важна только диэлектрическая проницаемость материала линзы. В качестве материала с отрицательной ϵ выбрано серебро, а

^{*} В обычной электротехнике аналогом энергии/мощности эванесцентных волн является реактивная энергия/мощность в реактивных элементах (конденсаторах и индуктивностях) и колебательных контурах. Аналогично ведут себя реактивные элементы и стоячие волны в волноводно-резонаторной технике СВЧ.

условие $\varepsilon = -1$ выполнялось путём соответствующего “разбавления” серебра (см. разделы 2, 5 и Приложение 2, раздел П.2.1). Выполнение этого условия также обеспечивало возбуждение поверхностных плазмонов. Расчётная система показана на рис. 6.2.

Расчёт был выполнен для источника, создающего два пика электростатического потенциала, показанных на рис. 6.3а. При отсутствии линзы распределение электростатического потенциала расплывается в пятно с неясными очертаниями на расстоянии $z = 2d = 80$ нм от источника, т.е. становится невозможным разделить два пика (рис. 6.3б) по причине затухания Фурье-компонентов высших порядков.

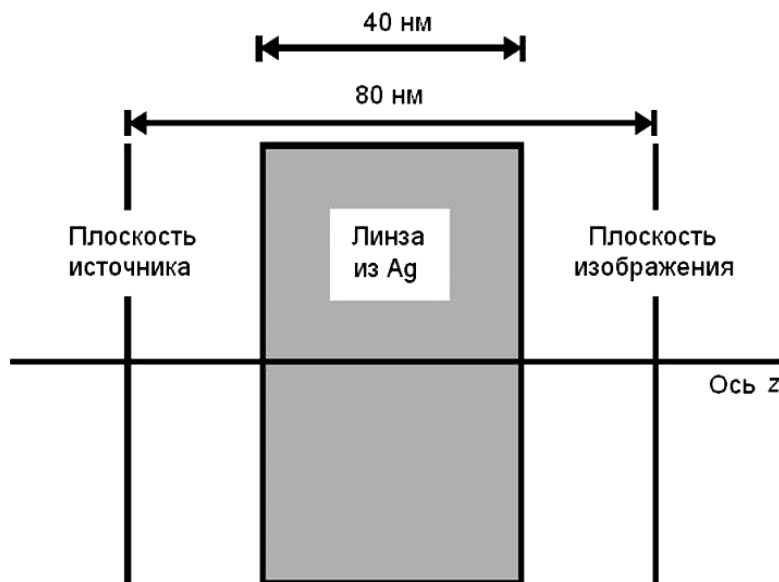


Рис. 6.2. Схема вычислительного эксперимента (расчётная система) для демонстрации субволнового разрешения с помощью линзы Пендри. Адаптировано из [80]

Иная ситуация возникает при размещении перед источником серебряной линзы, способной восстанавливать амплитуду высших Фурье-компонентов и фокусировать изображение, как это также показано на рис. 6.3б. Для моделирования поведения линзы применялась аппроксимация для диэлектрической проницаемости серебра в форме $\varepsilon_{\text{Ag}} = 5,7 - 9^2\omega^{-2} + 0,4i$, учитывающая дисперсию $\varepsilon_{\text{Ag}}(\omega)$ и потери (через мнимую часть).

Как видно, несмотря на влияние потерь достигнута существенная фокусировка изображения источника при удалении плоскости изображения от источника на 80 нм. В то же время данную версию “идеальной” линзы можно рассматривать лишь как линзу ближнего поля, но и при таком ограничении открывается много интересных применений, включающих получение изображений в биомедицине и субволновой литографии.

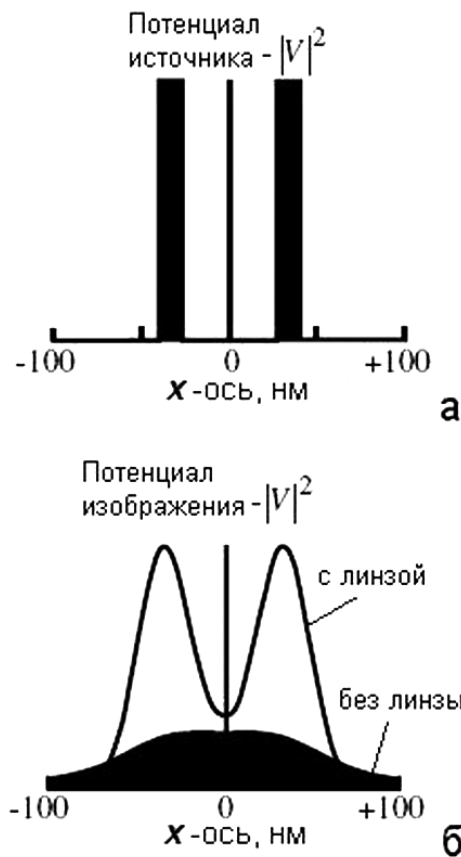


Рис. 6.3. Распределение потенциального электрического поля $|V|^2$ источника и в плоскости изображения при отсутствии и наличии серебряной суперлинзы. Адаптировано из [80]

Кроме теоретического предсказания субволнового разрешения в нескольких лабораториях мира были выполнены эксперименты с различными вариантами конструкций линз, которые подтвердили возможность получения данного эффекта. Рассмотрим для примера эксперимент с серебряной суперлинзой, выполненный авторами [166]. На рис. 6.4 приведена схема

экспериментального прибора в виде многослойной системы, нанесённой на подложку из кварцевого стекла и облучаемой снизу ультрафиолетом.

На подложке был сформирован методом ионно-лучевого распыления фотошаблон из Cr плёнки толщиной 50 нм. Слева рисунок шаблона представляет собой решётку из полосок шириной 60 нм с периодом 120 нм; справа рисунок выполнен в виде слова NANO. Хром был выбран вследствие того, что он не имеет плазмонного резонанса в ультрафиолетовом диапазоне (проницаемость $\epsilon_{Cr} = -8,55 + i8,96$) при малой толщине скин-слоя (~ 15 нм). На шаблон был нанесен спейсерный слой из полиметилметакрилата (ПММА) толщиной 40 нм, который также обеспечил планаризацию поверхности перед нанесением серебра.

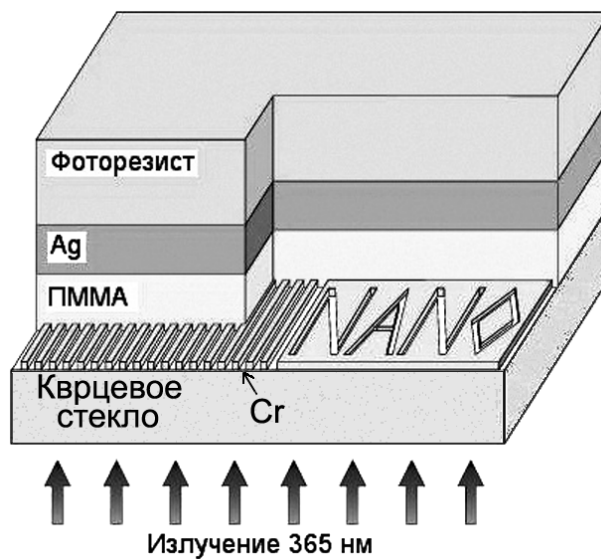


Рис. 6.4. Экспериментальный прибор для регистрации изображения в ближнем поле, формируемого серебряной суперлинзой. ПММА – полиметилметакрилат. Толщины слоёв: Cr – 50 нм, ПММА – 40 нм, Ag – 35 нм, фоторезист – 120 нм. Адаптировано из [166]

Слой Ag толщиной 35 нм, т.е. собственно плазмонная суперлинза, был осаждён методом термовакuumного испарения. Затем поверх серебра было нанесено покрытие из негативного фоторезиста толщиной 120 нм для записи изображения ближнего поля, формируемого суперлинзой. Источником излучения

служила ртутная лампа, генерирующая излучение с плотностью мощности 8 мВт/см^2 на длине волны $\lambda = 365 \text{ нм}$. Оптимальное время экспозиции составляло 60 с. Очень важным является уменьшение шероховатости как поверхности серебра (ниже 1 нм), так и поверхности ПММА, иначе изменяются дисперсионные характеристики суперлинзы и смазываются детали записанного изображения.

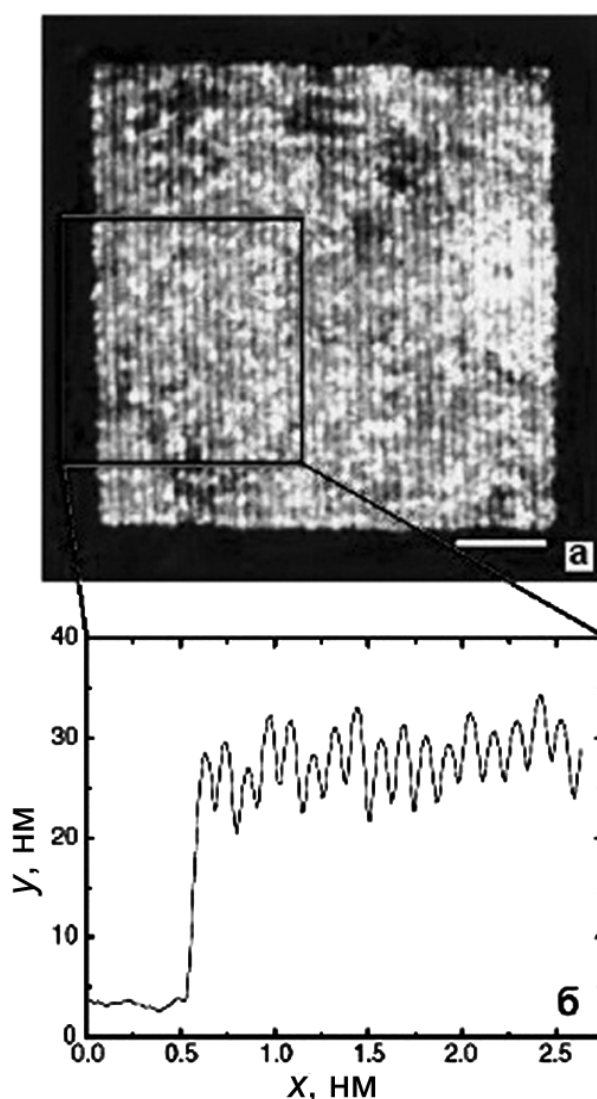


Рис. 6.5. а – изображение поверхности проявленного фоторезиста, полученное в АСМ, длина метки – 1 мкм, высота рельефа определяется светлостью фона; б – поперечный профиль рельефа поверхности фоторезиста, полупериод колебаний высоты рельефа составляет $63 \pm 4 \text{ нм}$. Адаптировано из [166]

После проявления негативного фоторезиста оптическое изображение конвертируется в топографический рельеф, который может быть просмотрен с помощью атомного силового микроскопа (АСМ). На рис. 6.5а представлена полученная в АСМ фотография поверхности проявленного фоторезиста (т.е. изображение решётки из хрома), а на рис. 6.5б – поперечный профиль рельефа поверхности фоторезиста.

Как видно, в работе [166] удалось записать изображение на фоторезисте с типичными средними значениями модуляции высоты рельефа от 5 до 10 нм. Полученный результат демонстрирует формирование изображения ниже дифракционного предела с разрешением полупериода решётки фотошаблона до 60 нм ($365 \text{ нм}/60 \text{ нм} \approx \lambda/6$) при использовании серебряной суперлинзы. Контрольные эксперименты, в которых серебряную плёнку заменял слой ПММА толщиной 35 нм, не продемонстрировали формирование какого-либо контрастного изображения от субволнового объекта.

Приведём оценки длины затухания эванесцентной волны в случае отсутствия суперлинзы [166]. Для объекта в виде линейной решётки с периодом a , напряжённость эванесцентной волны спадает с характерной длиной l , определяемой по формуле $l^{-1} = 4\pi\sqrt{a^{-2} - \epsilon\lambda^{-2}}$. При величине диэлектрической проницаемости $\epsilon \sim 2,4$ и полупериоде 60 нм длина затухания составляет 11 нм. Таким образом, без усиления и передачи эванесцентной волны с помощью суперлинзы трудно разрешить детали решётки с полупериодом 60 нм на расстояниях порядка 75 нм, как это и наблюдалось в контрольных экспериментах.

Серебряная суперлинза также может формировать изображение произвольных наноструктур с субдифракционным разрешением (рис. 6.6). Представленное на рис. 6.6б изображение слова **NANO** свидетельствует о том, что можно воспроизвести тонкие элементы шаблона (рис. 6.6а) по всем направлениям с хорошей точностью.

Для сравнения, рис. 6.6в демонстрирует изображение, записанное в фоторезисте во время контрольного эксперимента с использованием того же самого шаблона **NANO**, но с заменой серебряного слоя на ПММА. Как видно, в последнем случае

буквы слова **NANO** составлены из более широких линий даже при удлинённом времени проявления (91 мин). График на рис. 6.6г показывает, что ширина линий равна 321 ± 10 нм. Поскольку линии букв разнесены друг от друга на расстояние в несколько микрон, линии с субволновыми размерами можно рассматривать как изолированные линейные источники с широким спектром Фурье, но высшие Фурье-компоненты затухают сильнее, и только низшие Фурье-компоненты достигают плоскости изображения. В результате это приводит к дифракционно искажённому изображению, что и видно на рис. 6.6в. В случае применения серебряной суперлинзы ширина линий букв составляет около 89 нм, что намного меньше, чем при её отсутствии (рис. 6.6г).

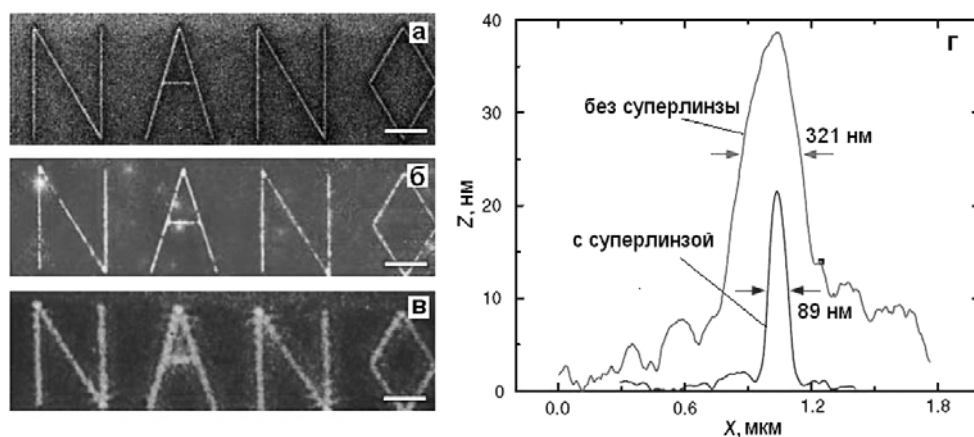


Рис. 6.6. Изображения слова **NANO**, полученные с помощью АСМ: а – на фотошаблоне, ширина линии из Cr плёнки – 40 нм; б – на поверхности проявленного фоторезиста при наличии суперлинзы; в – на поверхности проявленного фоторезиста при отсутствии суперлинзы. Длина метки – 2 мкм. г – усреднённая ширина линии буквы **A** на поверхности проявленного фоторезиста. Адаптировано из [166]

Рассматривая характеристики суперлинзы, следует обсудить вопрос о выборе толщины серебряного слоя. Хотя освещение направлено по нормали к плоскости объекта, субволновой объект рассеивает падающее излучение в разных направлениях. Можно выделить два типа поляризации рассеянных волн по отношению к плоскости серебряной суперлинзы: 1) волны с компонентом

магнитного поля, параллельным плоскости, имеют ТМ поляризацию и 2) волны с электрическим полем, параллельным плоскости, имеют поперечную электрическую (ТЕ) поляризацию. В то время как широкий спектр затухающих ТМ волн резонансно взаимодействует с 35-нм серебряной суперлинзой с формированием субдифракционного изображения, ТЕ поля сильно затухают, что согласуется с теоретическими расчётами разрешения изображения, учитывающими потери в природном серебре [166]. Хотя ПММА и фоторезист слегка расстраивают резонанс поверхностных плазмонов на интерфейсах, конечная толщина слоя серебра гарантирует, что они всё-таки будут возбуждаться, и это позволяет получить усиленную передачу широкого спектра эванесцентных волн. Из-за того, что объект с полупериодом 60 нм несёт основные волновые векторы, которые попадают в широкую полосу усиления суперлинзой, соответствующий пик спектра отчётливо наблюдается в записанном изображении, как показал эксперимент (рис. 6.5 и рис. 6.6) [166]. На рис. 6.7 показан расчёт передаточной функции системы с серебряной суперлинзой для решётки с полупериодом 60 нм при различной толщине слоя серебра.

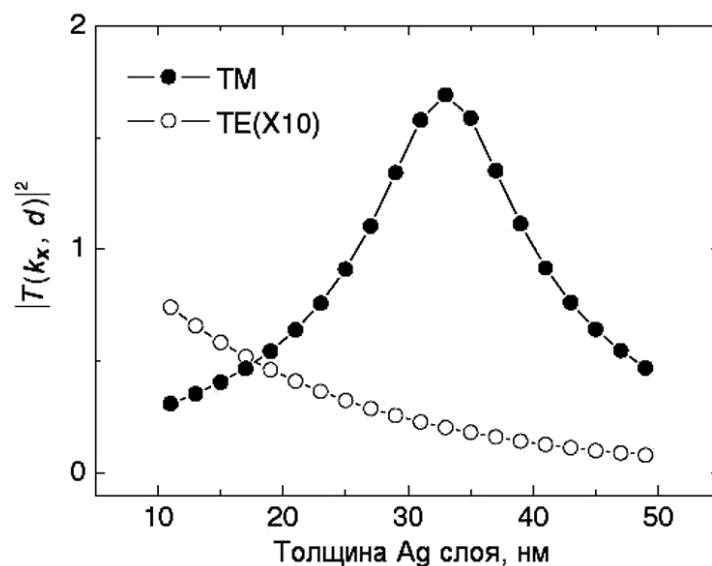


Рис. 6.7. Зависимость пропускания системы с серебряной суперлинзой для двух поляризаций излучения и полупериодом решётки 60 нм от толщины Ag слоя. Адаптировано из [166]

Благодаря возбуждению поверхностных плазмонов максимальное усиление отдельных субволновых особенностей было достигнуто с 35-нм серебряным слоем. При толщине больше 40 нм усиление снижается из-за поглощения в материале, что разрушает эффект суперлинзы. Эта критическая толщина обеспечивает эффективную взаимосвязь затухающих (эванесцентных) мод на двух интерфейсах плёнки серебра. Графики на рис. 6.7 однозначно указывают на то, что только затухающие ТМ волны, рассеянные объектом, резонансно взаимодействуют с поверхностными плазмонами на серебре, и они становятся основным компонентом для восстановления субдифракционного изображения.

В работе [167] были выполнены аналогичные эксперименты с серебряной плоской линзой толщиной 50 нм с разрешением решётки вплоть до 145 нм на длине волны 365 нм.

Рассмотренная суперлинза работает только с ближними полями, которые затухают при распространении в свободном пространстве в направлении от линзы. Этот недостаток может быть преодолён в так называемых гиперлинзах, функционирование которых было продемонстрировано в эксперименте [168,169]. Гиперлинзы построены из наноструктурированного метаматериала с анизотропной диэлектрической проницаемостью. Анизотропия достигнута за счёт использования слоистых структур из серебряных и диэлектрических слоёв в цилиндрической или полуцилиндрической конфигурации.

О неидеальности “идеальной” линзы Пендри

Возвратимся к вопросу о том, что линза Пендри при современном уровне технологии её возможной реализации является не совсем идеальной, т.е. в лучшем случае её можно рассматривать только как почти идеальную (*almost-perfect-lens*). Одной из причин этому являются потери, неизбежно проявляющиеся в метаматериале, содержащем резонансные композиционные элементы. Был выполнен ряд исследований, посвящённых анализу неидеальности линзы Пендри.

Неидеальность в первую очередь означает невозможность построить идеальное изображение трёхмерного объекта в дальней области. Было показано, что даже при отсутствии потерь любое отклонение от условия $n = -1$ сильно снижает разрешение LHM-линзы [170]. Но в отсутствие потерь в LHM (NIM) трудно поверить.

В [171] была теоретически изучена связь фокусного расстояния плоской линзы из NIM с её разрешением с учётом электрических и магнитных потерь. Было показано, что оптика из LHM (NIM) или “левых” материалов превосходит обычную оптику из “правых” материалов (RHM) при передаче изображения в ближней области, но не даёт преимуществ при формировании изображения в дальней области. Также было показано, что подавление эванесцентных компонентов поля из-за электрических потерь сравнимо с эффектом от магнитных потерь. В то же время при отсутствии потерь и выполнении условия $\epsilon = \mu = -1$, линза Пендри ведёт себя “идеально”.

Возможные способы снижения потерь заключаются в использовании диэлектрика или полупроводника с высоким n вблизи серебряной линзы с целью сдвига резонансной частоты поверхностных плазмонов в длинноволновую область, где потери у Ag меньше, или применении метаматериала, усиливающего свет. Но и в этих случаях остаётся принципиальное ограничение на разрешение линзы, обусловленное пространственной дисперсией (нелокальностью) диэлектрической восприимчивости жидкости Ферми взаимодействующих электронов в металлическом материале линзы. В [172] было показано, что этот эффект в случае тонкой серебряной линзы ограничивает разрешение до ~ 5 нм в ближней области.

Надо отметить, что этот порог достаточно низок, и линза вполне может быть применена в устройствах с высоким разрешением для наноспектроскопии, наноскопии и нанолитографии. Помещение же плоской линзы между объектом (например, нанолитографической маской) и зондом (или подложкой) полезно для их пространственного разделения и защиты от механических повреждений и химических воздействий, например, от активных газов. В полупроводниковой электронике с помощью плоской линзы можно непосредственно визуализировать процессы в электронных схемах.

Нанесение дополнительного материала с высоким n на серебряную линзу может иметь положительный эффект и с точки зрения защиты серебра от окружающей среды.

Новый взгляд на идеальную линзу был представлен в работе В.В. Климова [173]. На основании точного решения уравнений электродинамики для системы из “правой (RHM)” и “левой (LHM)” сред было доказано, что схему распространения энергии (лучей), изображённую на рис. 1.9, следует заменить на схему, представленную на рис. 6.8.

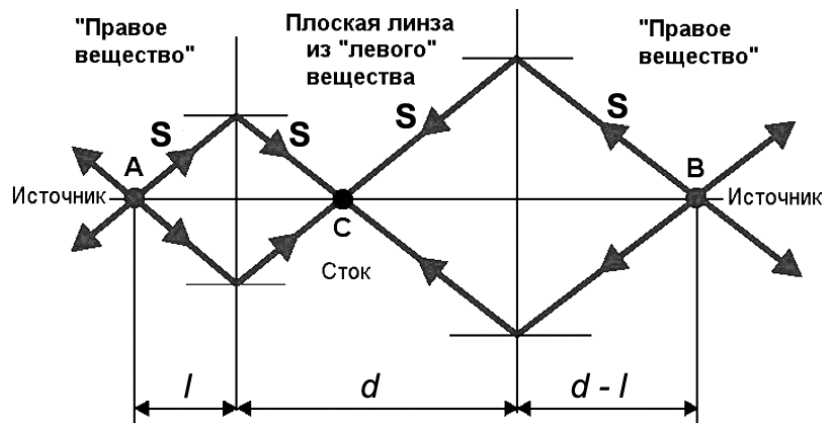


Рис. 6.8. Схема распространения энергии в системе, содержащей плоскую линзу из “левого” материала (NIM). S – поток энергии электромагнитного излучения. Адаптировано из [173]

Из этого рисунка видно, что энергия выходит из двух источников **А** и **В**, которые находятся вне “левой” среды, и движется к точке **С** – стоку энергии внутри “левой” среды, т.е. линзы, где она и поглощается. Возможно обратное решение уравнений: выход энергии из точки **С** и поглощение в точках **А** и **В**.

Несмотря на то, что выявленный факт не позволяет рассматривать LHM-пластину как фокусирующую линзу, возможно применение пластины с $n = -1$ для других целей, например, для возбуждения атомов, помещённых в точку **С**, с помощью фотонов, испускаемых из точек **А** и **В**, или, наоборот, возбуждение атомов в точках **А** и **В** фотонами из точки **С**. Последнее интересно для формирования перепутанных состояний возбуждённых атомов в точках **А** и **В** и создания новых логических элементов для квантовых компьютеров.

6.2 Получение эффекта невидимости, “плащ-невидимка”

Эффект невидимости привлекает внимание с античных времён до наших дней. Сначала в сказках и мифах, потом в фантастической литературе и, наконец, в наше время – с технической, в первую очередь военной, точки зрения. Встречается этот эффект и в природе, в частности, его используют животные для своего выживания и пропитания. Сущность эффекта невидимости (*invisibility*) заключается в том, что наблюдатель не видит объект, на который направлено внешнее излучение (или акустическая волна). Невидимость следует отличать от неразличимости объекта на внешнем фоне – для неразличимости объекта применяют различные способы маскировки (*camouflage*). Этот подход используют многие животные, причём некоторые из них, например, хамелеон или осьминог, применяют активную маскировку. Имеются и технические средства для пассивной и активной маскировки.

Нас же интересует проблема создания “плаща-невидимки” (*cloaking, cloak of invisibility*), т.е. создания такого устройства, при котором детектор не может зафиксировать изменение электромагнитного поля при введении в него объекта под “плащом-невидимкой”, т.е. они вместе не должны ничего рассеивать и не создавать тени и вести себя как пустое пространство – как вакуум или воздух, или другая среда, куда помещён объект. Очевидно, что устройство-укрытие (или покрытие) типа “плаща-невидимки” при размещении в воздушной среде должно иметь $n = \varepsilon = \mu = 1$ на внешней границе, чтобы избежать отражения и рассеивания волн.

Известная “Стэлс (*Stealth*)”-технология [75], обеспечивающая малую заметность летательным аппаратам, кораблям и другим объектам при облучении радарными волнами, также связана с решением проблемы невидимости. Малая заметность для радаров достигается снижением отражённого сигнала за счёт уменьшения отражающей поверхности и нанесения на неё поглощающего электромагнитное излучение покрытия, а также изготовления частей из радиопрозрачного материала.

Понятно, что существующие Стэлс-технологии не могут обеспечить идеальной невидимости.

В настоящее время предложены различные подходы к реализации электромагнитной невидимости, включая пропускание света благодаря эффектам локальных резонансов [174] и туннелирования [175], а также трансформации координат [176-179]. Последний подход даёт беспрецедентную гибкость в управлении электромагнитными волнами и позволяет реализовать эффект невидимости для макроскопических объектов, независимо от их конструкции и рода материалов. Этот подход состоит в пространственной вариации материальных параметров вещества, из которого изготовлен “плащ-невидимка”. Определения этой вариации основано на методе преобразования координат и относится к области так называемой трансформационной оптики [180].

Процесс проектирования “плаща-невидимки” включает в себя трансформацию координат, которая “вытесняет” пространство из укрываемого объёма во внутрь объёма плаща-оболочки, окружающей укрываемый объект. Так как уравнения Максвелла по своей форме инвариантны относительно трансформации координат, то трансформации фактически подвергаются только компоненты тензоров электрической и магнитной проницаемостей, в результате чего они становятся изменяемыми в пространстве (градиентными) и анизотропными. Сама же система геометрических координат не изменяется. В результате укрываемый объём, вмещающий объект, вместе с “плащом-невидимкой” приобретают, если смотреть со стороны, свойства свободного пространства. Т.е. “плащ-невидимка” не рассеивает волны и не создаёт тени в трансформированной области, которые могли бы привести к обнаружению укрываемого объекта. “Плащ-невидимка” изгибает вокруг себя световые лучи, что напоминает обтекание водой камня в ручье: после обтекания камня струи воды сливаются и “забывают” о наличии камня. На рис. 6.9 проведена демонстрация действия подобного укрывающего устройства в случае цилиндрической (слева) и сферической (справа) конфигураций.

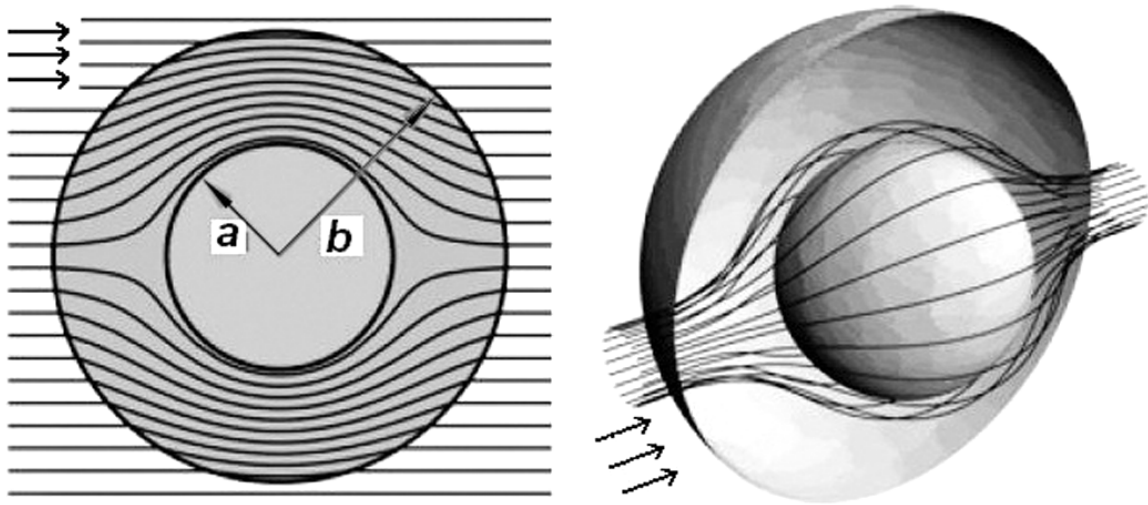


Рис. 6.9. Световые лучи, огибающие объект без отражения по укрывающей объект оболочке (“плащу-невидимке”). Слева – цилиндрический объект (радиус a) и укрытие (радиус b), справа – сферический объект и укрытие. После выхода из оболочки лучи идут по своей первоначальной траектории, не создавая тень. Адаптировано из [177]

Укрывающее устройство на основе кольцевых резонаторов

В работе [181] были проведены численная и экспериментальная проверки возможности создания подобного 2D укрытия для объекта в виде проводящего цилиндра. Радиус последнего был равен внутреннему радиусу укрывающего устройства; цилиндр является наибольшим и очень сильно рассеивающим объектом, который может быть спрятан в укрывающем устройстве цилиндрической геометрии.

Проектирование укрытия начинается с трансформации координат, которое выжимает пространство из цилиндрической области $0 < r < b$ в кольцевую область $a < r' < b$, где r и r' – радиальные координаты в оригинальной и трансформированной системах, соответственно, a – внутренний и b – внешний радиусы оболочки-укрытия (рис. 6.9). Наиболее простая трансформация для достижения поставленной цели выражается следующими уравнениями:

$$r' = \frac{b-a}{b}r + a, \quad \Theta' = \Theta, \quad z' = z,$$

где Θ и z – угловая и вертикальная координаты в оригинальной системе, а Θ' и z' – аналогичные координаты в трансформированной системе. Эта трансформация приводит к следующему выражению для компонентов тензоров электрической и магнитной проницаемостей:

$$\epsilon_r = \mu_r = \frac{r-a}{r}, \quad \epsilon_\Theta = \mu_\Theta = \frac{r}{r-a}, \quad \epsilon_z = \mu_z = \left(\frac{b}{b-a} \right)^2 \frac{r-a}{r}. \quad (6.10)$$

Уравнения (6.10) показывают, что все компоненты тензоров содержат градиенты по радиусу; это приведёт к большим трудностям в случае изготовления градиентного метаматериала. Однако, если электрическое поле поляризовано вдоль оси z (оси цилиндра), то всё существенно упрощается, так как можно иметь дело только с ϵ_z , μ_r и μ_Θ . Более того, при желании продемонстрировать только траекторию волны внутри укрывающего устройства, действие которого определяется одним дисперсионным отношением, можно выбрать следующие параметры материала:

$$\epsilon_z = \left(\frac{b}{b-a} \right)^2, \quad \mu_r = \left(\frac{r-a}{r} \right)^2, \quad \mu_\Theta = 1. \quad (6.11)$$

Эти параметры будут иметь такую же дисперсию, как и параметры из уравнений (6.10), если предположить, что волны будут одинаково вести себя в обеих средах. Например, в пределе геометрической оптики лучи будут иметь одинаковые траектории в средах, определённых уравнениями (6.10) и (6.11), а углы преломления на входе и выходе из сред будут точно такими же. Преимуществом уравнений (6.11) является наличие лишь одного градиентного компонента μ_r , который зависит только от одной переменной (r). Единственной платой за использование упрощённых уравнений (6.11) является ненулевое отражение от укрытия.

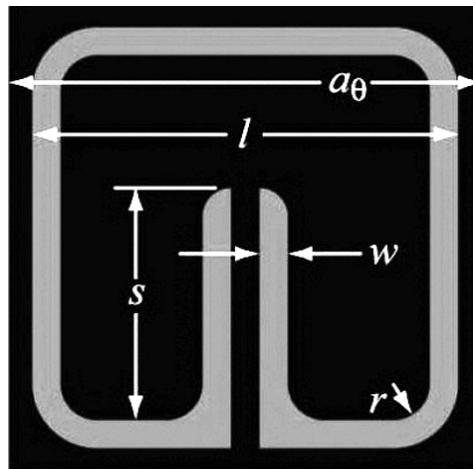


Рис. 6.10. Конфигурация элементарной ячейки и SRR для 2D метаматериала, из которого изготовлено укрывающее устройство. Геометрические параметры: $a_0 = a_z = 10/3$ мм; $l = 3$ мм; $w = 0,2$ мм; толщина Cu-металлизации – 17 мкм; значения r и s приведены в табл. 6.1. Адаптировано из [181]

Совокупность параметров, задаваемых уравнениями (6.11), была реализована в работе [181] посредством укрытия – метаматериала, составленного из резонаторов типа “разрезанное кольцо” (SRRs), размещённых на 10-ти коаксиальных цилиндрических подложках. Конфигурация SRRs показана на рис. 6.10, а их размещение в три ряда на цилиндрических подложках – на рис. 6.11. Подложки выполнены из фольгированного диэлектрика для печатных плат типа Duroid 5870 толщиной 381 мкм, $\epsilon = 2,33$; $t_d = 0,0012$ на частоте 10 ГГц.

Из уравнений (6.11) видно, что свойства метаматериальной среды существенно зависят от выбора значений a и b . Радиусы цилиндрических подложек выбирались из условия размещения на их поверхностях целого количества SRRs, отсюда с учётом размеров SRRs и требований к конфигурации элементарной ячейки выбраны $a = 27,1$ мм и $b = 58,9$ мм (см. масштабную линейку на рис. 6.11). Соответственно, радиус 1-й подложки равен a , а внешней, 10-й подложки, – b . Элементарная ячейка метаматериала аппроксимировалась прямоугольной призмой с геометрическими параметрами $a_0 = a_z = 10/3$ мм, $a_r = 10/\pi$ мм. При этом количество SRRs на каждой последующей

цилиндрической подложке возросло на 6 единиц, что обеспечивало выполнение условия $a_r/a_\theta = 3/\pi$. Для минимизации взаимного влияния SRRs друг на друга их ориентация в каждом ряду на подложках была выбрана, как показано на рис. 6.11.

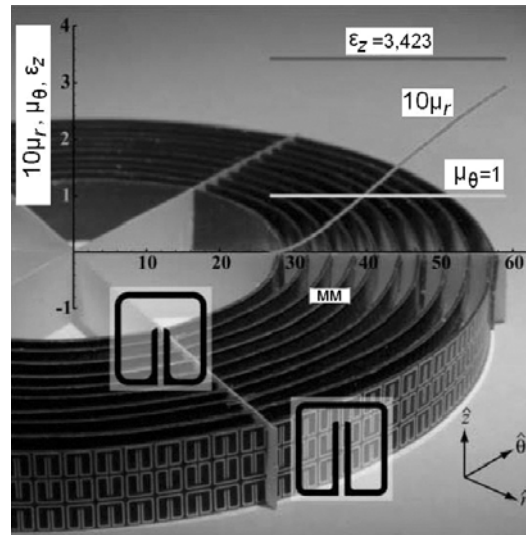


Рис. 6.11. Конфигурация цилиндрического укрывающего устройства и распределение значений эффективных параметров укрывающей среды по радиусу. Адаптировано из [181]

Для получения требуемых ϵ_z и $\mu_r(r)$ подбирались два геометрических параметра SRRs: длина щели s и радиус скругления r (рис. 6.10). Параметры s и r определяют частоту электрического и магнитного резонансов соответственно, хотя имеется и некоторая взаимосвязь между ними.

Конкретные значения s и r для каждой цилиндрической подложки выбирались по результатам моделирования SRR-элементарных ячеек с использованием уже упоминавшейся программы MICROWAVE STUDIO, CST и процедуры восстановления значений проницаемостей ϵ_z и $\mu_r(r)$ для рабочей частоты 8,5 ГГц и с учётом соотношений (6.11). На частоте 8,5 ГГц отношение $\lambda/a_\theta > 10$; это позволило применять эффективные значения параметров среды для характеристики данного метаматериала. В табл. 6.1 приведены численные значения искомых эффективных параметров. Вставки на рис. 6.11 показывают, как выглядят SRRs для 1-го и 10-го цилиндра.

Моделирование укрывающего устройства было выполнено в работе [181] с помощью программы COMSOL Multiphysics, предназначенной для электромагнитных расчётов на основе метода конечных элементов.

Результаты моделирования идеального случая без потерь показаны на рис. 6.12а. Близкие результаты были получены и при включении в модель нескольких реально существующих эффектов (в частности, активных потерь), чтобы максимально, насколько это возможно, учесть экспериментальные условия. Чёрные линии на рисунке показывают, что поток энергии (вектор Пойнтинга) огибает укрываемый объект, проходя по оболочке-укрытию, и не создаёт за ним тень. На рис. 6.12(б, в) представлены результаты описанного далее эксперимента.

Таблица 6.1. Геометрические параметры кольцевых резонаторов (рис. 6.10) и значения эффективных параметров для 10 цилиндрических подложек (рис. 6.11) [181]

№ подложки	r	s	μ_r
1	0,260	1,654	0,003
2	0,254	1,677	0,023
3	0,245	1,718	0,052
4	0,230	1,771	0,085
5	0,208	1,825	0,120
6	0,190	1,886	0,154
7	0,173	1,951	0,188
8	0,148	2,027	0,220
9	0,129	2,110	0,250
10	0,116	2,199	0,279
$\varepsilon_z = 3,423$; мнимые части для ε_z и μ_r равны 0,002 и 0,006, соответственно.			
Примечание: номер 1 относится к внутренней подложке на рис. 6.11			

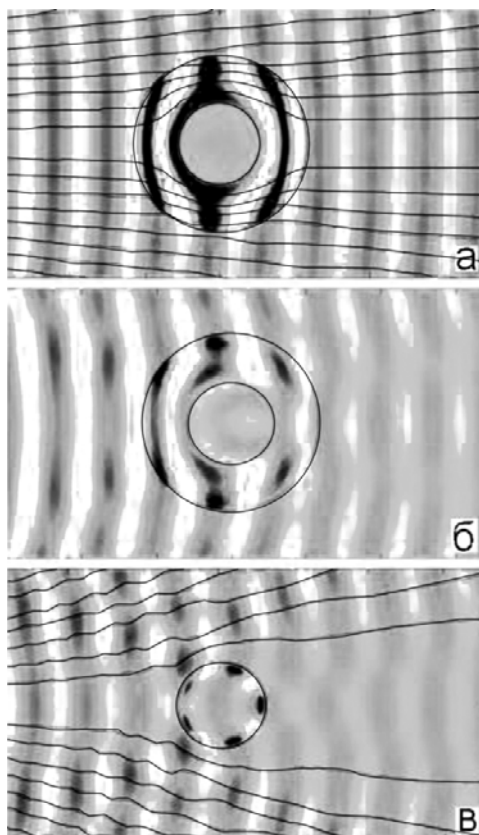


Рис. 6.12. Мгновенная картина распределения электромагнитного поля волны, распространяющейся слева направо при наличии цилиндрического укрытия (а, б) и при его отсутствии (в); а – результат моделирования; б, в – результаты эксперимента. Укрываемый объект – медный цилиндр диаметром 50 мм. Адаптировано из [181]

Для выполнения экспериментов по проверке эффекта невидимости было создано устройство на основе 2D волновода из двух параллельных пластин из алюминия (рис. 6.13) [181]. Расстояние между пластинами составляло 11 мм.

На нижней пластине было закреплено цилиндрическое укрывающее устройство (его ось была направлена по нормали к поверхности пластин, а высота равнялась 10 мм), коаксиально-волноводный возбуждатель волны на частоте 8-12 ГГц и СВЧ поглотитель.

На верхней пластине был установлен датчик электромагнитного поля.

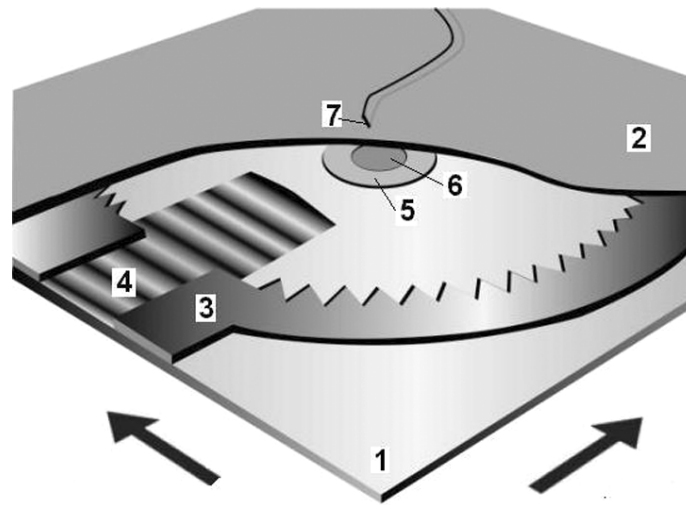


Рис. 6.13. Схема эксперимента: 1 – нижняя пластина волновода, 2 – верхняя пластина, 3 – СВЧ поглотитель, 4 – излучение от возбуждателя, 5 – цилиндрическое укрытие высотой 10 мм (рис. 6.11), 6 – укрываемый объект – медный цилиндр диаметром 50 мм, 7 – датчик амплитуды и фазы электромагнитного поля; стрелки показывают направление перемещения нижней пластины при измерении распределения поля. Адаптировано из [181]

Укрываемый объект (медный цилиндр диаметром 50 мм) размещался внутри цилиндрического укрытия, конструкция которого показана на рис. 6.11. Нижняя плита могла перемещаться по двум координатам для измерения 2D картины распределения амплитуды и фазы электромагнитного поля. Измерения были проведены для двух случаев: объект с укрытием и объект без укрытия.

На рис. 6.12(б и в) приведены результаты этих измерений на частоте 8,5 ГГц и было получено наилучшее согласие с результатами моделирования.

Как видно, волна действительно способна огибать объект, проходя по оболочке-укрытию, и при её наличии уменьшаются обратное рассеивание (отражение) и тень; но при этом несколько снижается амплитуда волны за объектом из-за потерь в материале укрывающего устройства. Эксперимент также подтвердил реальную возможность создания метаматериала с градиентом магнитной проницаемости, обеспечивающего создания 2D “плаща-невидимки” на частотах гигагерцевого диапазона [181].

Укрывающее устройство на основе проволочных элементов

Рассмотренный выше подход к получению невидимости основан на использовании ТЕ-поляризации и кольцевых резонаторов SRRs. Последние малоприспособны для работы на оптических частотах из-за эффектов насыщения μ (см. раздел 5.1). Замена SRRs на другие магнитные структуры типа спаренных нанопроводников и нанополосок (см. раздел 5.3) не практична из-за того, что плазмонный резонанс в этих структурах приводит к повышенным активным потерям, которые препятствуют реализации оптических укрывающих устройств.

В работе [182] было предложено использовать для проверки функционирования цилиндрического укрытия в оптическом диапазоне ТМ-поляризацию с магнитным полем, направленным вдоль оси z . В этом случае только μ_z , ϵ_r и ϵ_Θ должны удовлетворять требованиям уравнений (6.10), а дисперсионные соотношения в среде укрытия не изменяются, если произведения $\epsilon_r \mu_z$ и $\epsilon_\Theta \mu_z$ сохраняются такими же, как определено уравнениями (6.10). Здесь отметим, что только один компонент μ важен для функционирования укрытия на волне ТМ – это позволяет полностью исключить потребность в оптическом магнетизме. Итак, вместо уравнений (6.11) имеем новую систему (6.12):

$$\epsilon_\Theta = \left(\frac{b}{b-a} \right)^2, \quad \epsilon_r = \left(\frac{b}{b-a} \right)^2 \left(\frac{r-a}{r} \right)^2, \quad \mu_z = 1. \quad (6.12)$$

Если полагать, что уравнения (6.10) характеризуют укрытие с идеальными свойствами, то уравнения (6.12) обеспечивают такие же волновые траектории, но неполное согласование импеданса на внешнем интерфейсе “укрытие – внешняя среда”

($Z_{r=b} = \sqrt{\mu_z / \epsilon_\Theta} = 1 - \frac{a}{b} \neq 1$) приводит к некоторому отражению падающей волны.

Немагнитная, чисто электрическая, природа укрывающего устройства, вытекающая из уравнений (6.12), существенно упрощает его конструирование. В работе [182] было предложено

использовать в качестве метаматериала обычный диэлектрик с введёнными в него тонкими металлическими проволочками субволновой длины. В цилиндрическом укрытии эти проволочки направляются по радиусу и расположены в периодическом или случайном порядке. В таком случае ϵ_Θ метаматериала-композита является постоянной величиной и практически равна проницаемости диэлектрика $\epsilon_{дэ}$ из-за слабой реакции проволочек на азимутальное электрическое поле E_Θ , которое ориентировано перпендикулярно проволочкам, и малого коэффициента заполнения диэлектрика проволочками F . Величина ϵ_r должна варьироваться от 0 на внутренней поверхности укрытия ($r = a$) до 1 на внешней поверхности ($r = b$).

Эффективная диэлектрическая проницаемость метаматериала-композита в соответствии с теорией эффективной однородной среды определяется выражением [182]:

$$\epsilon_{eff} = \frac{1}{2\kappa} \left\{ \bar{\epsilon} \pm \sqrt{\bar{\epsilon}^2 + 4\kappa\epsilon_{мет}\epsilon_{дэ}} \right\},$$

где $\bar{\epsilon} = [(\kappa + 1)F - 1]\epsilon_{мет} + [\kappa - (\kappa + 1)F]\epsilon_{дэ}$, знак перед корнем выбирается таким, чтобы $\epsilon''_{eff} > 0$, κ – коэффициент экранирования, $\epsilon_{мет}$ – диэлектрическая проницаемость металла.

Коэффициент заполнения $F(r) = F_a \frac{a}{r}$, где F_a – коэффициент заполнения проволочками внутренней поверхности укрытия ($r = a$). Зависимость $F(r)$ собственно приводит к градиентному метаматериалу. Оптимальное значение радиального компонента эффективной диэлектрической проницаемости метаматериала, отвечающего требованиям уравнений (6.12), составляет

$$\epsilon_{eff,r} \left(F_a \frac{a}{r} \right) = \left(\frac{b}{b-a} \right)^2 \left(\frac{r-a}{r} \right)^2. \quad (6.12a)$$

Большая польза от применения метаматериала-композита, состоящего из диэлектрика с внедрёнными в него проволочками

при небольших значениях F , заключается в малой величине мнимой части ϵ'' , т.е. малой величине потерь.

В работе [182] было проведено моделирование функционирования данного укрывающего устройства на длине волны $0,63 \text{ мкм}$ с использованием программы COMSOL Multiphysics. Объектом служил металлический цилиндр диаметром $2a$. Результаты расчёта распределения магнитного поля и потока световых лучей при наличии и отсутствии укрытия вокруг металла представлены на рис. 6.14.

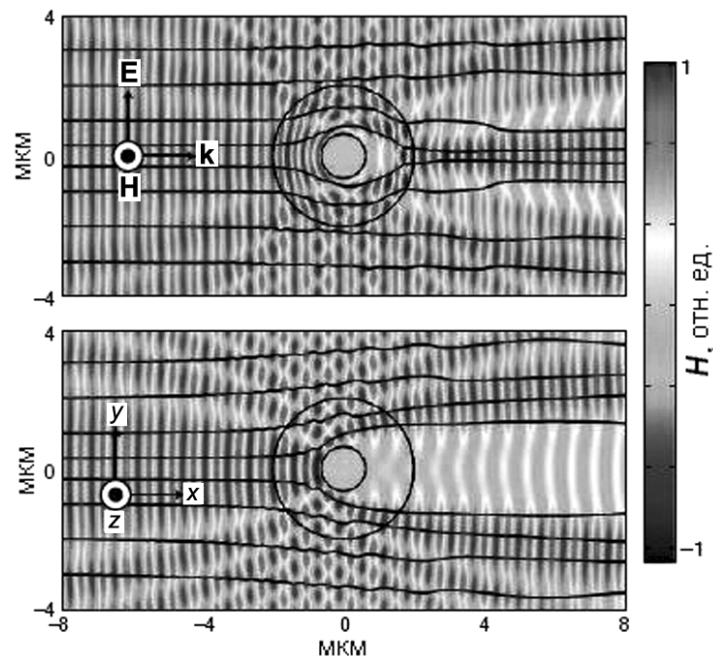


Рис. 6.14. Мгновенная картина распределения магнитного поля ТМ волны и траектории световых лучей ($\lambda = 0,63 \text{ мкм}$), идущих слева направо при наличии укрытия (вверху) и при его отсутствии (внизу). Укрываемый объект – цилиндр из идеального металла диаметром $2a$. Концентрические окружности показывают границы цилиндрического укрытия. Адаптировано из [182]

Верхний рисунок показывает, что световые лучи огибают цилиндр по оболочке-укрытию, создавая эффект невидимости. При отсутствии укрытия за цилиндром образуется тень, и происходит обратное рассеивание света. Отметим, что размер оболочки-укрытия более чем в 6 раз превосходит длину падающей волны.

Таким образом, в работе [182] была продемонстрирована принципиальная возможность получения эффекта невидимости на оптических длинах волн. Очевидно, что данный электрический метаматериала может быть применён и в других диапазонах электромагнитного излучения – инфракрасном и микроволновом (т.е. на СВЧ). Обратим внимание на то, что рассмотренная конструкция “плаща-невидимки” в виде оболочки может функционировать только в узком частотном диапазоне, но и уже достигнутые результаты сильно стимулируют работы в данном направлении.

Укрывающее устройство на основе диэлектрических резонаторов

Рассмотренные выше примеры реализации “плаща-невидимки” используют композитный метаматериал, составленный из металлических элементов (либо резонаторов SRRs, либо проволочек, внедрённых в диэлектрическую среду), но применение металла, особенно в резонансном режиме, приводит к повышенным потерям на оптических частотах. В этом отношении предпочтительным является неметаллический “плащ-невидимка”, изготавливаемый только из диэлектрического материала.

В работе [183] было предложено цилиндрическое укрывающее устройство с малыми потерями для инфракрасного диапазона, составленное из одинаковых наноразмерных резонаторов из халькогенидного стекла состава GeSbSe. Это стекло имеет $\epsilon \sim 10-12$ и низкие потери на длинах волн 1-1,5 мкм.

Диэлектрические резонаторы поддерживают резонансные моды с различными конфигурациями поля, поэтому в [183] была определена их оптимальная форма и размеры для формирования магнитных моментов вдоль определенной оси при углах падения в диапазоне от 15° до 90° . Когда такие резонаторы сгруппированы в концентрические решётки, они формируют радиальные магнитные моменты в плоскости падения волны и обеспечивают независимую от угла радиальную составляющую эффективной магнитной проницаемости.

Выбор геометрических параметров резонаторов выполнялся по результатам моделирования их резонансных реакций резонаторов с помощью программы MICROWAVE STUDIO, CST. Наилучшие результаты были получены для цилиндрических резонаторов с диаметром в два раза больше их высоты. По сравнению с резонаторами других форм круглые цилиндры создают магнитные резонансы с более высокой добротностью и с минимальным перекрытием между соседними модами. Для работы на частоте около 300 ТГц ($\lambda \approx 1$ мкм) диаметр резонаторов был выбран 300 нм, а высота – 150 нм. Хотя размеры резонаторов были больше $\lambda/10$, возможные дифракционные эффекты были приняты во внимание при последующем моделировании более-менее реальной многорезонаторной структуры.

В цилиндрическом укрывающем устройстве резонаторы равномерно распределялись по радиусу (ось резонаторов была направлена по радиусу) и по азимуту, образуя концентрические окружности, как показано на рис. 6.15. При этом на каждую окружность приходилось одинаковое количество резонаторов. Объем воздушной или другой среды с малой ϵ между резонаторами и коэффициент заполнения среды возрастали с увеличением радиуса, что обеспечивало требуемую пространственную дисперсию (радиальный градиент) эффективной магнитной проницаемости. В результате эффективная проницаемость μ_r возрастала по радиусу цилиндрического укрывающего устройства от 0 на внутренней поверхности и могла достигать 1 на внешней поверхности.

На рис. 6.15 также приведены распределения магнитного поля плоской ТЕ волны, распространяющейся через область, содержащей укрываемый объект в виде металлического цилиндра диаметром 5 мкм бесконечной длины и цилиндрическое укрытие.

Верхний рисунок демонстрирует эффект “плаща-невидимки”, который проявляется на частоте 286,3 ТГц, но уже на частоте 297,1 ТГц эффект исчезает, и на нижнем рисунке видна заметная тень под объектом.

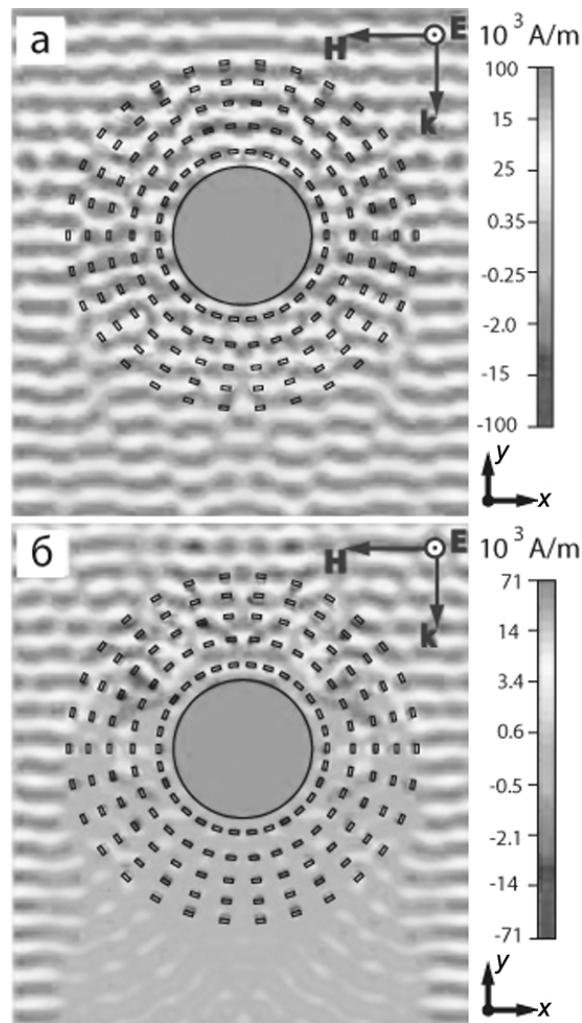


Рис. 6.15. Мгновенная картина распределений магнитного поля ТЕ плоской волны, идущей сверху вниз при наличии цилиндрического укрывающего устройства бесконечной длины на частоте 286,3 ТГц (а) и 297,1 ТГц (б). Укрываемый объект – металлический цилиндр диаметром 5 мкм. 5 концентрических слоёв (общей толщиной 4 мкм) из цилиндрических стеклянных резонаторов образуют укрытие; оси резонаторов направлены по радиусу, а сами они равномерно распределены по радиусу и по азимуту (по окружности). Адаптировано из [183]

Для того чтобы показать принципиальную возможность изготовления стеклянных резонаторов и размещения их на радиальных спицах, авторы [183] изготовили на плоской подложке реальные решётчатые стеклянные структуры с характерной шириной плоских выступов и канавок 300 нм и

высотой выступов 150 нм. Спицеобразная компоновка резонаторов благоприятна для технологии, поскольку такая структура может быть сформована поочерёдным осаждением стекла и спейсерного материала (например, плавленого кварца) на цилиндрической подложке из материала с малой ϵ с последующей электронно-лучевой литографией. Применение в укрывающем устройстве резонаторов одинаковой формы и размеров также упрощает технологию.

Невидимость под “ковром”

Рассмотренные подходы к получению эффекта невидимости сводятся к трём топологическим превращениям: укрываемый объект уменьшается до точки, линии или листа. В процессе уменьшения объект становится бесконечно проводящим, но это не создаёт проблемы, т.к. рассеивание волн очень малым объектом (точкой или тонкой линией) не существенно. В третьем случае ситуация другая, но, очевидно, что проводящий лист будет виден только в том случае, если он не лежит на другом проводящем листе. Исходя из этого, было предложено укрывающее устройство – “ковёр” (“*carpet*”), которое обеспечивает невидимость объекту, лежащему на плоской проводящей поверхности. Устройство типа “ковёр” накрывает объект (это обеспечивается соответствующей формой нижней поверхности “ковра”) и отражает/рассеивает падающее электромагнитное излучение так, как будто на плоской проводящей базовой поверхности нет ни объекта, ни накрывающего его “ковра” [184]. Таким образом, новое укрывающее устройство “превращает” объект и сам “ковёр” в плоскую проводящую поверхность в плоскости базовой поверхности.

Очень важно, что новое устройство не требует материала со сложным распределением показателя преломления – он может быть изотропным, диэлектрическим ($\mu = 1$) и нерезонансным (широкополосным) [184]. Эксперимент подтвердил возможность практической реализации данной идеи [185].

7 АЛЬТЕРНАТИВНЫЕ СТРУКТУРЫ МЕТАМАТЕРИАЛОВ

В предыдущих главах книги были рассмотрены так называемые “классические” композитные электромагнитные метаматериалы, составленные из металлических элементов-метаатомов, помещённых в диэлектрическую среду. Однако возможны и другие материалы, структуры и конфигурации, которые по своим размерным параметрам и свойствам напоминают классические метаматериалы, но внешне совсем на них не похожие. Эти альтернативные метаматериалы могут напоминать радиотехническую схему, выполняться только из диэлектрика или представлять собой газо-плазменную среду. Альтернативные метаматериалы способны проявлять эффекты отрицательного преломления или отрицательной проницаемости, а также другие интересные свойства. В данном разделе будут рассмотрены примеры альтернативных метаматериалов: на основе СВЧ линий передачи, наногradientных диэлектрических структур, фотонных кристаллов и плазменных образований.

7.1 Структуры на основе ВЧ передающих линий

Самый распространённый альтернативный подход к созданию метаматериалов основан на использовании радиочастотных (ВЧ/СВЧ) передающих линий [6,7,186]. Эти линии также называют линиями передач или волноводами; к ним также относятся искусственные длинные L-С линии.

Ещё в конце 40-х – начале 50-х годов было обращено внимание на формирование обратной волны и противонаправленность волнового вектора и вектора Пойнтинга в некоторых линиях передачи [186 (раздел 1.5)]*. Но этот эффект рассматривался в L-С линиях с периодической структурой,

* См. также начало раздела 1.1 данной книги, а также статью Г.Д. Малюжинца [51].

размер которой был кратен $\lambda_d/2$, здесь λ_d – длина волны в линии. В альтернативных же метаматериалах размерный параметр линий должен быть меньше $\lambda_d/2$.

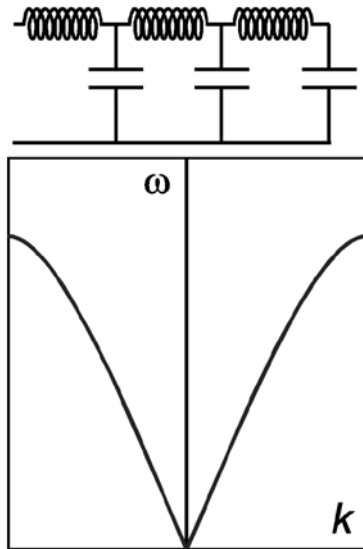


Рис. 7.1. L-C схема (модель) (вверху) и дисперсионная характеристика (внизу) обычной линии передачи. В этой структуре волны распространяются с положительными фазовой и групповой скоростями, что является признаком положительного преломления

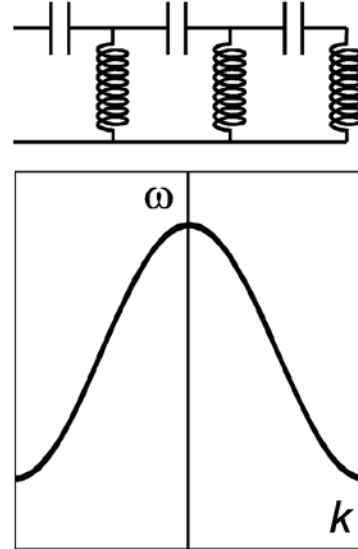


Рис. 7.2. L-C схема (модель) (вверху) и дисперсионная характеристика (внизу) инвертированной линии передачи. В этой структуре волны распространяются с отрицательной фазовой скоростью, что является признаком отрицательного преломления

На рис. 7.1 приведена эквивалентная схема, которая составлена из дискретных L-C элементов и характерна для обычных передающих линий с продольными индуктивностями и шунтирующими ёмкостями. На рисунке также показана дисперсионная характеристика для этих линий. Видно, что спектр распространяющихся волн простирается от нулевой частоты до верхней отсечки, а дисперсия – положительна в рабочей полосе частот. Таким образом, данная линия передачи может создавать эффект только положительного показателя преломления.

Инвертированные (или, как их иногда называют, дуальные, т.е. дополняющие) передающие линии (рис. 7.2), напротив, состоят из продольных ёмкостей и шунтирующих индуктивностей. В результате они действуют как полосовой фильтр с нижней отсечкой (из-за наличия продольных ёмкостей) и верхней отсечкой (из-за действия паразитных индуктивностей и ёмкостей), а также обладают отрицательной дисперсией в разрешённой полосе, что является признаком среды с отрицательным показателем преломления.

Рассмотрим элементарную теорию инвертированной линии без потерь (рис. 7.2). Пусть C' и L' – ёмкость и индуктивность единицы длины линии. Соответственно, имеем продольный импеданс единицы длины линии $Z' = 1/(j\omega C')$ [Ом/м] и шунтирующую проводимость единицы длины линии $Y' = 1/(j\omega L')$ [См/м]. Комплексная постоянная распространения γ , постоянная распространения β , характеристический импеданс Z_x , фазовая скорость v_ϕ и групповая скорость v_{gr} в линии равны, соответственно [186 (раздел 1.7)]:

$$\gamma = j\beta = \sqrt{Z'Y'} = \frac{1}{j\omega\sqrt{L'C'}} = -j\frac{1}{\omega\sqrt{L'C'}},$$

$$\beta = -\frac{1}{\omega\sqrt{L'C'}} < 0,$$

$$Z_x = \sqrt{\frac{Z'}{Y'}} = +\sqrt{\frac{L'}{C'}} > 0,$$

$$v_\phi = \frac{\omega}{\beta} = -\omega^2\sqrt{L'C'} < 0,$$

$$v_{gr} = \left(\frac{\partial\beta}{\partial\omega}\right)^{-1} = +\omega^2\sqrt{L'C'} > 0.$$

Последние два уравнения непосредственно и однозначно показывают, что фазовая и групповая скорость в инвертированной линии передачи являются противонаправленными. Соответственно, отрицательным является волновой вектор β , но направление потока энергии и вектор Пойнтинга – положительны. Таким образом, инвертированная линия передачи обеспечивает условия для

получения отрицательного показателя преломления, и на её основе можно создать метаматериал (или метаструктуру).

Таким образом, в основу конфигурации нового метаматериала можно положить структуру из сосредоточенных (дискретных) L- и С-элементов, соединённых между собой, как показано на рис. 7.2, но при условии, что средний размер элементарных L-С ячеек будет намного меньше λ_d . Практическая реализация подобной 1D конфигурации в гигагерцевом диапазоне может быть выполнена посредством обычных микрополосковых линий, содержащих плёночные последовательные конденсаторы и шунтирующие индуктивности.

Благодаря своей нерезонансной природе метаструктура на основе инвертированной линии передачи может одновременно обладать малыми потерями и широкой рабочей полосой. В этом её большое преимущество перед структурами на основе резонансных элементов, в частности, на основе SRRs.

Аналогичный подход был реализован и в 2D конфигурации путём введения дискретных миниатюрных конденсаторов и индуктивностей в микрополосковую распределённую схему или сетчатую среду, ячейка которой показана на рис. 7.3 [187].

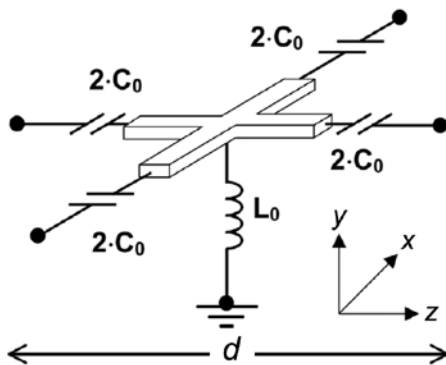


Рис. 7.3. Ячейка микрополосковой 2D среды, содержащей дискретные L- и С-элементы [187]

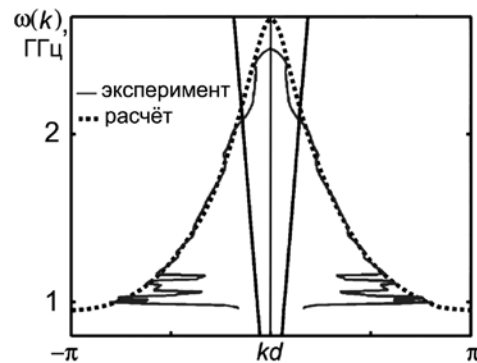


Рис. 7.4. Эксперимент (сплошная кривая) и расчёт (пунктирная кривая) для схемы, показанной на рис. 7.3. Адаптировано из [187]

В предположении выполнения условия малости размерных параметров относительно длины волны для TM_y -моды получены

выражения для эффективных значений диэлектрической и магнитной проницаемостей [187]:

$$\mu_N(\omega) = \mu_m - \frac{1/g}{\omega^2 C_0 d}, \quad \epsilon_N(\omega) = \epsilon_m - \frac{g}{\omega^2 L_0 d},$$

где μ_m и ϵ_m – относятся к микрополосковой 2D среде без дополнительных L- и C-элементов, g – геометрический фактор ($\sim 0,5$), определяемый размерами микрополосков.

Данная структура имеет области с положительным и отрицательным показателем преломления. Как видно из приведённых формул, на низких частотах, т.е. в длинноволновой области, структура обладает отрицательными значениями проницаемостей. В этом режиме 2D структура проявляет свойства метаматериала с отрицательным показателем преломления, в том числе она способна фокусировать излучение. В высокочастотной области спектра структура обладает положительным показателем преломления, а значения проницаемостей определяются свойствами материнской микрополосковой среды.

На рис. 7.4 приведены экспериментальная и расчётная дисперсионные характеристики для данной метаструктуры (показана часть характеристики, относящаяся к низким частотам). Видно, что эксперимент и расчёт хорошо соответствуют друг другу. Также видно, что структура имеет большую активную область по сравнению с другими реализациями отрицательного преломления, т.к. отрицательная область простирается примерно на 75 % относительно центральной частоты.

Изучался вопрос о возможности формирования изображения с разрешением ниже дифракционного предела с помощью плоской линзы, составленной из 2D-распределённой по большой площади сетчатой линии передачи с отрицательным преломлением. Эксперименты [188] подтвердили возможность реализации идеи Дж. Пендри (J.B. Pendry) об “идеальной” линзе на такой конструктивной базе. Эксперименты были проведены на

частоте около 1 ГГц, на которой параметры элементарной структурной ячейки линзы (см. рис. 7.3) обеспечивали получение показателя преломления -1 . Измеренная ширина луча от точечного источника на уровне 0,5 от максимальной мощности на выходе из линзы составляла 0,21 от длины волны λ , что существенно меньше ширины изображения источника, определяемой дифракционным пределом $0,36\lambda$.

7.2 Фотонные и электромагнитные кристаллы

В последние десятилетия активно изготавливаются и изучаются новые оптические материалы с периодической структурой, известные как фотонные кристаллы. Эти материалы обладают на определённых длинах волн запрещёнными фотонными зонами. Аналогами являются полупроводниковые кристаллы с запрещёнными зонами по энергии для электронов.

Термин “фотонные кристаллы” (*photonic crystals*) был введён Э. Яблоновичем (E. Yablonovitch) в конце 80-х годов [189]. Он конкретизировал условие применимости этого определения – наличие высокого контраста периодического изменения показателя преломления в 2D или 3D структуре [190].

Подобные структуры можно создать, например, в теле сплошного диэлектрика путём высверливания или вытравливания системы отверстий. Фотонными кристаллами также являются искусственные опалы (синтетические опаловые матрицы), состоящие из плотно упакованных диэлектрических наносфер кремнезёма [12]. Размеры наносфер намного больше размеров составляющих их молекул SiO_2 . Вследствие взаимодействия излучения с отдельными наносферами имеют место эффекты дифракции и интерференции, приводящие к запрещённым фотонным зонам. Соответственно, фотонными кристаллами именуют среды, у которых диэлектрическая проницаемость периодически изменяется в пространстве с периодом, допускающим дифракцию Брэгга.

Наличие запрещённой зоны по длине волны (т.е. запрещённой полосы частот) для распространения фотонов через фотонные кристаллы привело к наименованию их кристаллами с

запрещённой фотонной зоной (*photonic bandgap crystals* – PBG crystals). Для частот микроволнового (СВЧ) диапазона применяют похожие термины – электромагнитный кристалл с запрещённой полосой частот (*electromagnetic bandgap crystals*) или EBG кристалл [191].

В фотонных кристаллах может наблюдаться эффект отрицательного преломления, обусловленный взаимодействием между собой волн, испытавших дифракцию на структурных элементах [192]. Однако в отличие от “классических” метаматериалов размер структурных элементов (например, наносфер), составляющих фотонные кристаллы, и постоянная их решётки являются величинами, соизмеримыми с длиной световой волны, поэтому опалы и аналогичные им по своей структуре другие фотонные кристаллы нельзя рассматривать как однородную оптическую среду с эффективными диэлектрической и магнитной проницаемостями. Тем не менее, поскольку понятие метаматериал означает наличие у последнего “сверхсвойств”, обусловленных, главным образом, особенностями структуры, а не свойствами вещества структурных элементов, фотонные кристаллы часто относят к разновидности метаматериалов.

Отметим, что технология, основанная на использовании чисто диэлектрических материалов, а именно такие материалы можно использовать для производства фотонных кристаллов, имеет преимущество в получении структур с низкими потерями, что очень важно для приборной реализации эффекта отрицательного преломления на оптических частотах.

7.3 Металпокрытия с градиентом показателя преломления (наноградиентные оптические покрытия)

Разрабатывается подход к получению оптических метаматериалов, основанный на использовании не дискретных метаатомов, а сред с распределённым плавным или градиентным изменением электромагнитных свойств: диэлектрической проницаемости $\varepsilon(x, y, z)$, магнитной проницаемости $\mu(x, y, z)$, показателя преломления $n(x, y, z)$ [158, 193-196].

Материальные параметры ϵ , μ и n могут иметь продольный G_z , поперечный $G_{x,y}$ и продольно-поперечный $G_{x,y,z}$ градиенты. Аналогично, в цилиндрической системе координат также могут быть продольный G_z , поперечный G_r и продольно-поперечные $G_{z,r}$, $G_{z,r,\theta}$ градиенты. Эти материалы представляют собой разновидность градиентной оптики [101,102,193,197,198] и образуют 1D, или 2D, или 3D распределённую периодическую или аperiodическую градиентную структуру. Конструкторско-технологические аспекты получения подобных метаматериалов ещё только разрабатываются, но предполагается, что их технология может быть более простой, чем технология получения материалов с дискретными метаатомами.

В последнее время большое внимание привлекают градиентные покрытия с оптическими материальными параметрами, непрерывно распределёнными в нанометровом масштабе [193,199,200]. Эти объекты можно именовать наноградиентными покрытиями. Их также можно относить к метаматериалам, учитывая, что они обладают уникальными свойствами, в частности, проявлением эффекта туннелирования фотонов. На их основе предполагается создание новых оптических устройств, в частности, субангстремных фильтров, высококонтрастных широкозонных поляризаторов и т.п. Теоретической основой функционирования этих устройств являются результаты работ, выполненных А.Б. Шварцбургом с сотрудниками (см., например, [103]). На рис. 7.5 показан один из вариантов продольного профиля показателя преломления новой градиентной наноструктуры – субволнового фотонного барьера.

Предполагается, что такие наноструктуры станут основой перспективных приборов, использующих эффект резонансного туннелирования света через фотонный барьер [199,200]. Проблема состоит в разработке технологии получения таких покрытий, которая должна обеспечить прецизионный процесс роста малодефектной диэлектрической плёнки заданного состава в нанометровом интервале толщин. Анализ различных способов получения наноградиентных профилей указывает на то, что наиболее подходящим методом является технология среднечастотного импульсного магнетронного распыления

нескольких металлов (или субстехиометрических окислов) в реакционной газовой среде постоянного состава при постоянной мощности магнетронного разряда [104,159,161].

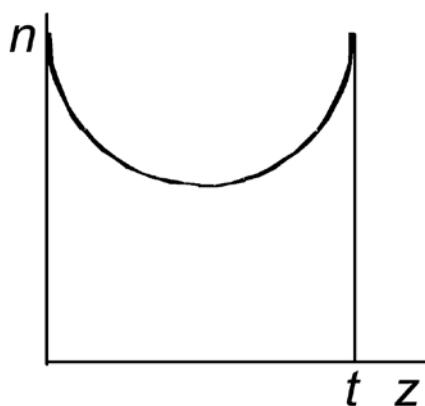


Рис. 7.5. Наноградиентный вогнутый профиль $n(z)$ вдоль направления распространения света ($t \leq 100$ нм) для создания фотонного барьера

Для реализации такого подхода была создана автоматизированная установка с компьютерным управлением, обеспечивающая режим среднечастотного (22 кГц) импульсного распыления [104,199-201]. Схема установки для получения метапокрытий с продольным $1D_z(G_z)$ градиентом показана на рис. 7.6.

Она содержит два магнетрона (M1, M2) для распыления двух материалов (например, Si, Ti), между которыми поступательно движется вращающаяся вокруг собственной оси подложка S. Для получения заданного профиля изменения показателя преломления покрытия по его толщине изменяют в текущем режиме состав покрытия (соотношение концентраций осаждаемых материалов из распыляемых мишеней обоих магнетронов, т.е., например, Si и Ti). В свою очередь соотношение концентраций осаждаемых материалов регулируется законом движения подложки над мишенями магнетронов, который выполняется с помощью прецизионного привода с компьютерным управлением. Поверхность подложки с осаждаемым покрытием постоянно обдувается потоком активированного кислорода (или другого газа при

необходимости) для образования стехиометрического оксидного состава покрытия. Предусмотрена лазерная стимуляция процесса формирования покрытия. Расстояния X_1 - X_3 подобраны для получения максимальной однородности распределения толщины покрытия по радиусу вращающейся подложки при минимальном перекрёстном запылении мишеней. Контроль процесса основан на оптическом мониторинге характеристик покрытия *in situ* с помощью спектровизора Mt1-Mt2 (измеряются толщина и показатель преломления растущего слоя, текущие спектральные характеристики покрытия).

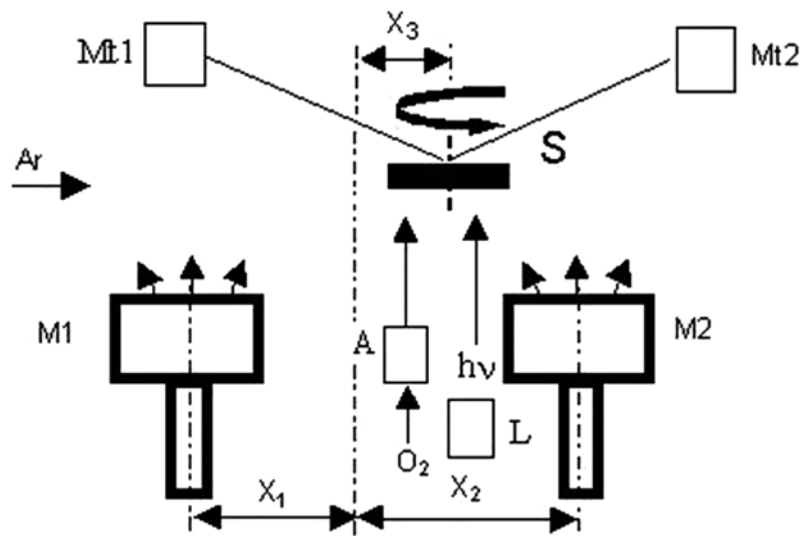


Рис. 7.6. Схема установки для осаждения наногradientного покрытия из смеси оксидов двух материалов. А – активатор кислорода; L – УФ лазер; M1 и M2 – магнетроны для распыления 1-го и 2-го материалов (Si и Ti); Mt1, Mt2 – оптические части спектровизора для мониторинга наносимых покрытий *in situ*; S – вращающаяся подложка; стрелки над магнетронами показывают направление распространения распылённого материала

Получение продольно-поперечных $2D_{z,r}(G_{z,r})$ и $3D_{z,r,\Theta}(G_{z,r,\Theta})$ градиентов осуществляется при движении подложки по двум осям ($1D_z$ – по одной оси) и применении экранов с прорезями (не показаны на рис. 7.6). Соответственно, для получения заданного распределения $n(z,r,\Theta)$ выполняется расчёт и выбор формы необходимых прорезей и траекторий движения подложки.

Установка обеспечивает высокую стабильность и воспроизводимость технологического процесса осаждения смесей окислов (при необходимости и фторидов) в реакционной газовой среде, эффективную энергетическую активацию синтеза материала покрытия без дополнительного нагрева подложек, высокую плотность и минимальную шероховатость покрытий с минимальными оптическими потерями. Высокая стабильность и воспроизводимость процесса осаждения покрытия обусловлены, в частности, тем, что в процессе не изменяются электрические и газовые режимы работы магнетронов, т. е. требуемый профиль показателя преломления получается только за счёт осуществления рассчитанного закона поступательного движения подложки. В результате были получены воспроизводимые наногradientные оптические структуры с различным профилем и модуляцией показателя преломления.

Для характеристики возможностей данной установки рассмотрим, как пример, получение наногradientного $1D_z(G_z)$ многоволнового просветляющего покрытия для применения в элементах преобразования частоты лазерного излучения (средний ток магнетронных разрядов составлял 0,5 А, напряжение – 0,5...0,7 кВ, суммарное давление газа в камере $\sim 0,1$ Па).

На рис. 7.7 представлен спроектированный продольный профиль показателя преломления покрытия.

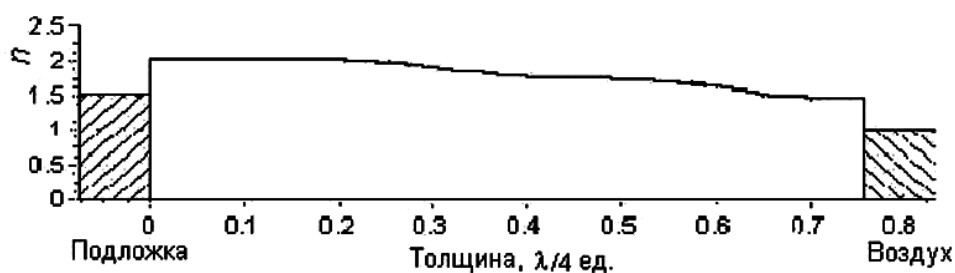


Рис. 7.7. Структура просветляющего покрытия с продольным $1D_z(G_z)$ наногradientом показателя преломления. Нижняя шкала в единицах $\lambda/4$

Видно, что покрытие состоит из однородного слоя с высоким показателем преломления, расположенного у подложки (слева),

однородного слоя с низким показателем преломления, граничащего с воздухом (справа), и срединного наноградиентного слоя с линейным изменением величины показателя преломления. Причём градиент изменения показателя преломления довольно значительный.

На рис. 7.8 показан измеренный спектр отражения изготовленного многоволнового просветляющего покрытия.

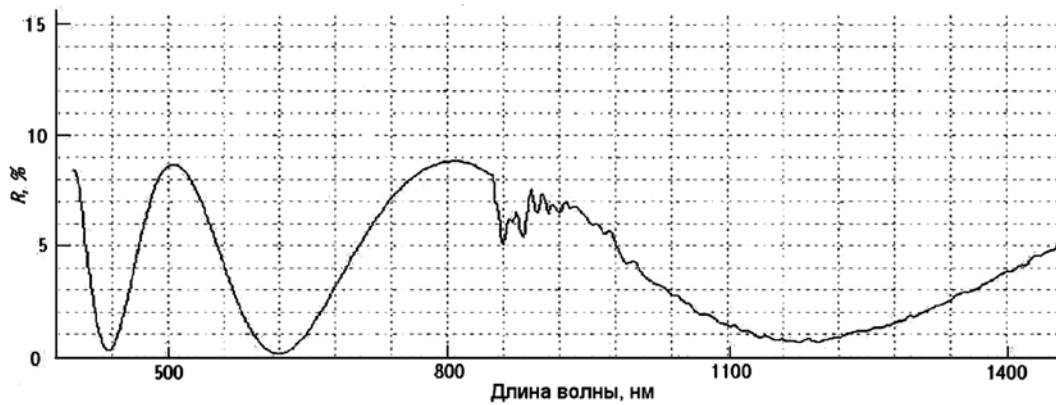


Рис. 7.8. Спектр отражения изготовленного $1D_z(G_z)$ наноградиентного покрытия, структура которого показана на рис. 7.7

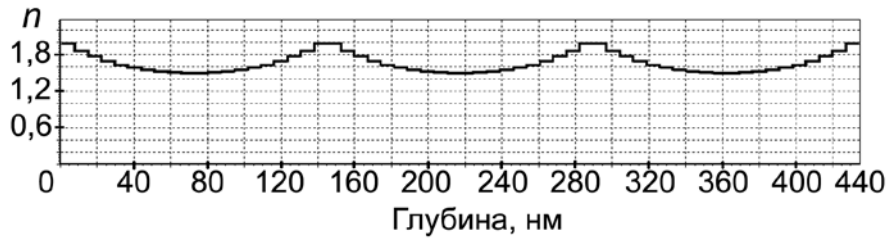
Преимущества разработанной структуры $1D_z(G_z)$ градиентного покрытия вытекают из того, что его физическая толщина получилась намного меньше толщины $\lambda/4$ -ступенчатого интерференционного покрытия с аналогичной спектральной характеристикой. Также отсутствуют недостатки, вызванные внутренними межслойными границами. Это обеспечивает значительное снижение потерь в покрытии и повышение его устойчивости к внешним воздействиям.

В качестве второго примера рассмотрим получение наноградиентного $1D_z(G_z)$ покрытия типа полосно-заграждающего (режекторного) фильтра, т.е. фотонного барьера. На рис. 7.9а показан спроектированный для такого фильтра профиль изменения показателя преломления по глубине покрытия, содержащий три периода функции $n(z)$. Функция $n(z)$ и её минимум n_{\min} определяются уравнениями

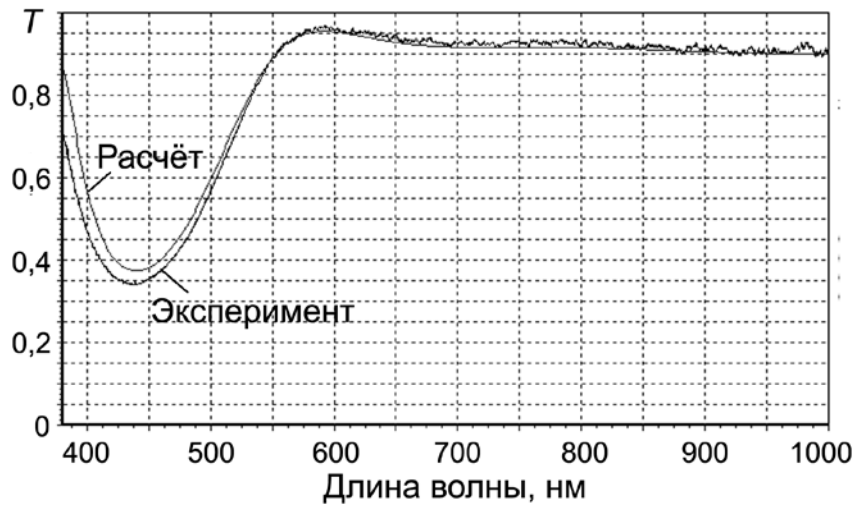
$$n(z) = (1 + z/L_1 - z^2/L_2^2)^{-1},$$

$$n_{\text{мин}} = (1 + y^2)^{-1},$$

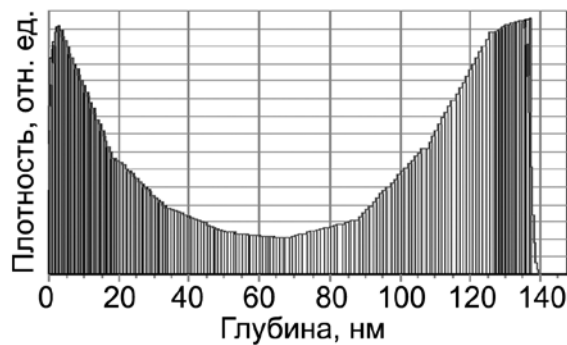
где L_1 , L_2 и y определяются выражениями: $L_1 = d/4y^2$, $L_2 = d/2y$; $y = L_2/2L_1$, а d – период изменения функции $n(z)$.



а



б



в

Рис. 7.9. Профиль изменения показателя преломления наногradientного $1D_z(G_z)$ покрытия (а), его спектр пропускания (б) и распределение плотности материала покрытия по его глубине (в)

Данный профиль изменения показателя преломления был получен путём осаждения на подложке из кварцевого стекла смеси оксидов тантала и кремния при распылении двух металлических мишеней (из Ta и Si) в вышеописанной магнетронной установке (рис. 7.6) с соответствующим законом движения подложки над мишенями.

На рис. 7.9б представлены расчётный и экспериментально измеренный спектры пропускания наноградиентного покрытия. Их хорошее совпадение указывает на то, что реальный профиль изменения показателя преломления по глубине покрытия близок к заданному.

На рис. 7.9в представлены результаты измерения профиля распределения по глубине плотности материала покрытия $\rho(z)$ (для одного периода). Измерения выполнены методом рентгеновской рефлексомерии. Видно, что величина периода изменения профиля плотности материала совпадает с заданным периодом измерения $n(z)$. Соответственно, совпадают минимумы ρ_{\min} и n_{\min} . Минимумы соответствуют максимальной концентрации в материале покрытия оксида кремния.

Таким образом, полученные результаты указывают на реальную возможность получения наноградиентных оптических метапокрытий методом импульсного среднечастотного магнетронного распыления металлических мишеней в реакционной среде.

Важно отметить, что представленные покрытия имеют плотную беспористую структуру, а их физическая толщина намного меньше толщин традиционных интерференционных покрытий со ступенчатым изменением n и аналогичными спектральными характеристиками. Всё это благоприятствует снижению потерь в покрытии и повышению их устойчивости к внешним воздействиям. И, действительно, испытания покрытий на радиационные, климатические и механические воздействия показали, что параметры покрытий соответствуют установленным требованиям к элементам оптических и лазерных приборов.

7.4 Структуры на основе газо-плазменных образований

Если к метаматериалам относить не только композиции с отрицательным показателем преломления, составленные из нано- и микроэлектро/радиоэлементов (в виде наностержней, плёночных структур, кольцевых резонаторов SRRs или передающих линий), но и другие электромагнитные структуры (например, искусственные диэлектрики и фотонные кристаллы), свойства которых превосходят индивидуальные свойства вещества структурных элементов, то можно представить новый класс метаматериалов на основе газо-плазменных образований [202]. Т. е. плазма газового разряда может выступать в роли вещества, из которого можно построить электромагнитные структуры с новыми материальными свойствами.

В разделе 1.1 были кратко рассмотрены электромагнитные свойства плазмы и показана возможность создания искусственной “плазменной” среды с помощью объёмных проволочных решёток. Соответственно, регулировку параметров такой “плазменной” среды можно осуществлять путём изменения параметров металлических решёток. В случае газо-плазменного “метаматериала”, наоборот, плазма заменяет металл (или диэлектрик), а регулировку параметров метаматериала можно осуществлять, изменяя параметры плазмы, в первую очередь – концентрацию плазменных электронов n_e . Изменение n_e приводит к изменению плазменной частоты ω_p и диэлектрической проницаемости $\epsilon_{пл}$. При $\omega < \omega_p$ плазма не пропускает электромагнитную волну, т.е. её проницаемость имеет отрицательный знак.

Газоразрядная плазма может быть не только в виде объёмного вещества, но и в виде единичных или массовых микроплазменных образований. Общеизвестным примером образования микроплазмы является коронный разряд на кончике металлической иглы. Можно создавать одно-, двух- и трёхмерные структуры из микроплазменных образований, используя микроструктурированные электроды. Поскольку для генерации плазмы имеет смысл применять газовый разряд с ненакаливаемыми (холодными) электродами, то для определения

напряжения его возникновения U_v используем кривые Пашена [203]. В соответствии с ними рабочее давление газов p для микроразмерных разрядов ($d \sim 100\text{--}200$ мкм) должно быть высоким, вплоть до атмосферного, если работать в области минимума U_v , где $pd|_{\min} \sim 1\text{--}10$ Па·м.

Известным примером микроструктурированной газоразрядной системы является плазменный дисплей (плазменная телевизионная панель) с размерами газоразрядных ячеек $200\text{--}400$ мкм и $n_e \sim 10^{13}$ см $^{-3}$, соответствующей $\omega_p \sim 30$ ГГц. Отсюда видно, что плазменный дисплей можно применять, хотя бы в принципе, в качестве 2D метаматериала для гигагерцевого диапазона. Историческими предпосылками для создания плазменных метаматериалов служат результаты исследований электромагнитных явлений в плазме газового разряда и ионосферы [29,30], а также разработок плазменных антенн, поглотителей высокочастотной энергии и других устройств плазменной электроники.

На рис. 7.10 представлены схематические конфигурации, которые можно рассматривать как прототипы плазменных метаматериалов.

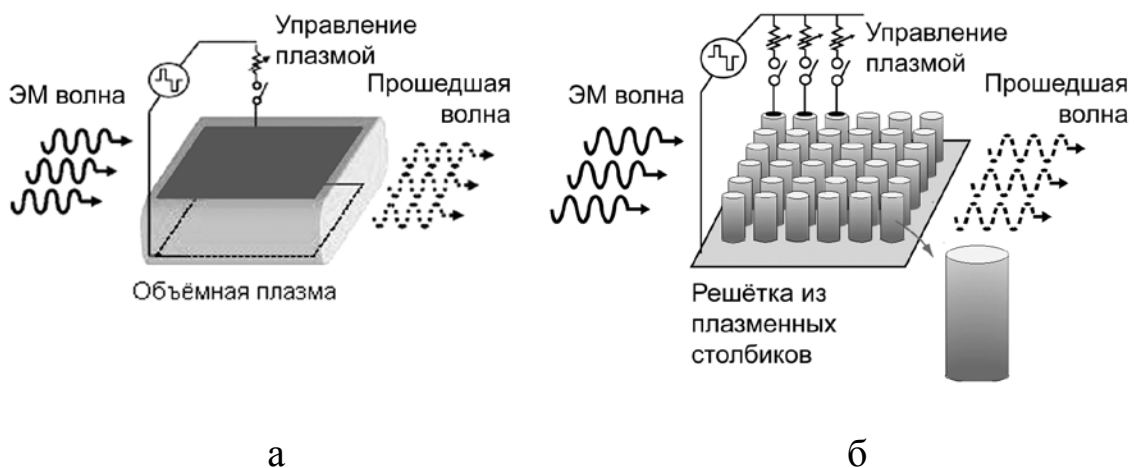
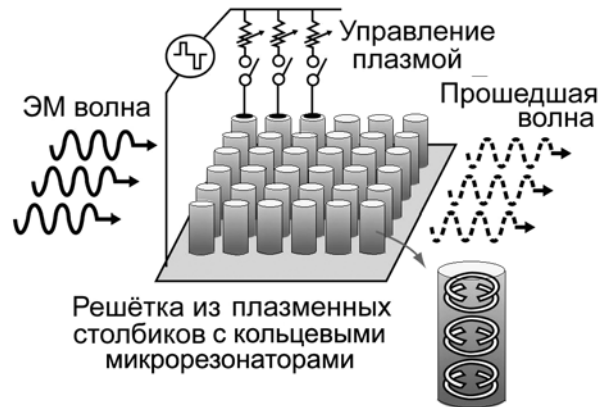
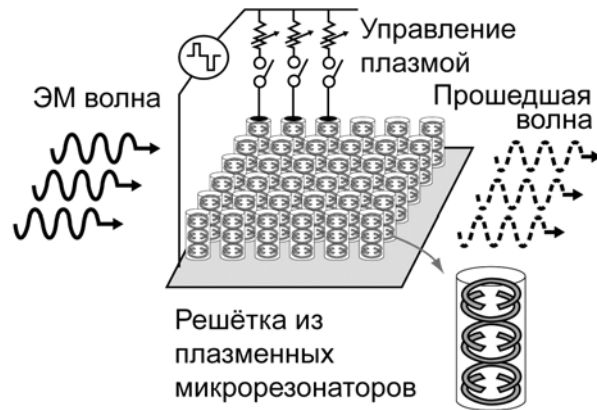


Рис. 7.10. Плазменные конфигурации, на основе которых могут быть созданы плазменные метаструктуры. Адаптировано из [202]. Продолжение на следующей странице



В



Г

Рис. 7.10. Продолжение. Плазменные конфигурации, на основе которых могут быть созданы плазменные метаструктуры. Адаптировано из [202]

На рис. 7.10а показан простейший случай однородной объёмной плазмы, которая хорошо изучена и может применяться в качестве отражателя и поглотителя распространяющихся волн. Её проницаемость выражается формулой (1.1). Когда $\omega < \omega_p$, а частота столкновений электронов с молекулами газа ν не велика, объёмная плазма хорошо отражает электромагнитные волны, которые проникают в неё только на глубину скин-слоя. Если $\nu \sim \omega_p$, а импеданс плазмы согласован с импедансом внешней среды, плазма работает как поглотитель. Когда $\epsilon_{пл} = -1$ на

достаточно резкой границе плазмы, вдоль её поверхности может распространяться поверхностная волна, аналогичная поверхностным плазмонным поляритонам.

На рис. 7.10б представлена схема 2D решётки из плазменных столбиков, которая может выполнять роль плазменного фотонного кристалла с запрещённой фотонной зоной. Для попадания запрещённой зоны в диапазон миллиметровых волн расстояние между столбиками должно быть порядка нескольких миллиметров при диаметре столбиков около 1 мм, а концентрация плазменных электронов $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Вполне возможен композит, составленный из плазменных и металлических частей (рис. 7.10в). В нём металлические части представляют собой кольцевые SRR резонаторы (магнитные элементы), помещённые в плазменные столбики (электрические элементы). Управление параметрами метаматериала может выполняться путём регулирования параметров плазменного окружения вокруг SRRs, и можно обеспечить получение отрицательного показателя преломления для проходящего излучения. При увеличении диаметров элементов и расстояний между ними можно осуществлять переход от метаматериала с геометрическими параметрами меньше длины волны к материалу типа фотонного кристалла с запрещённой фотонной зоной, у которого постоянная решётки составляет половину длины волны.

Рис. 7.10г показывает структуру чисто плазменного метаматериала, у которого конфигурации плазменных элементов выбираются, исходя из соображений получения заданной электромагнитной реакции. В частности, на рисунке плазменные элементы имеют конфигурацию кольцевых резонаторов.

Рассмотрим вопрос о преимуществах плазменных метаматериалов (точнее плазменных метаструктур) перед ранее описанными металлическими структурами. Пожалуй, главное преимущество заключается в возможности непрерывно изменять величину $\epsilon_{\text{пл}}(\omega_p^2, \nu)^*$ через независимое управление значениями $\omega_p(n_e^{1/2})$ и $\nu(p)$. Можно создавать структуры с отрицательным показателем преломления в диапазоне от гигагерц до терагерц.

* Зависимость $\epsilon_{\text{пл}}$ от ω_p^2 и ν выражается формулой (1.1).

Также можно управлять постоянной решётки (т.е. величиной её периода) и создавать различные конфигурации решётки путём электрического включения/отключения отдельных рядов или плазменных элементов решётки.

Важный аспект – **возможность задания и получения требуемого градиента параметров решётки** путём соответствующего распределения электрической мощности питания отдельных микроразрядов.

Другой важный аспект плазменных метаматериалов – существенная нелинейность характеристик, обусловленная нелинейностью зависимости интенсивности ионизации рабочего газа и, следовательно, концентрации плазмы от напряжённости электрического поля. В результате можно обеспечить генерацию высших гармоник и получение других нелинейных эффектов.

Плазменные структуры потенциально способны работать при довольно высоких уровнях мощности падающей волны в отличие от обычных СВЧ полупроводниковых устройств. Поэтому на базе плазменных метаструктур можно, например, создавать фильтры и другие системы для работы с мощным электромагнитным излучением. Поскольку мощность падающей волны может быть достаточной для перестройки параметров плазменных метаструктур, возможна автоматическая реализация различных эффектов: от эффекта “невидимости” (эффекта “плаща невидимки”) для технологии “Стэлс” до эффекта “прозрачности” для плазменных покрытий. Последнее важно, например, для сохранения радиосвязи между космическими аппаратами и Землёй, когда аппараты спускаются на Землю и окружены плазмой из-за трения о воздух.

Наконец, плазменные метаструктуры можно применять для получения плазмы более высокой плотности, так как при достижении соответствующих отрицательных значений магнитной проницаемости плазма становится прозрачной для излучения, которое глубоко в неё проникает и ионизирует плазмообразующую среду. В противном случае плазма отражает большую часть внешнего излучения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Электромагнитные метаматериалы являются результатом исследований и разработок в области прикладной электродинамики, физической электроники и оптики, а также микро- и нанотехнологии. Эти материалы позволили реализовать на практике удивительное явление отрицательного преломления, субволновое разрешение изображений, эффект “плаща-невидимки”, и важность достигнутых результатов трудно переоценить для современной науки и техники.

Хотя предпосылки рождения метаматериалов появились ещё в прошлом веке, основное развитие физика и технология этих материалов получили в нынешнем XXI-ом веке, в течение последних десяти лет. В настоящее время исследования по метаматериалам тесно связаны с исследованиями в новой быстро развивающейся области электронно-фотонной физики – плазмоники, что привело к появлению нового научного направления – наноплазмоники и нанооптики.

В данной книге были изложены основы физики и технологии электромагнитных метаматериалов для гигагерцевого и терагерцевого диапазонов волн, включая ближний ИК и видимый свет. Авторы считают, что охват такого широкого диапазона частот позволит молодому читателю ознакомиться с новыми электромагнитными материалами и структурами с единой точки зрения независимо от рабочих частот, облегчит ориентирование в этой области и выбор направления собственных исследований, а новые исследования чрезвычайно необходимы для расширения знаний о метаматериалах и их потенциальных применениях.

Авторы надеются, что данная книга будет способствовать успешному прохождению пути “от научных идей – к рынку промышленных продуктов из метаматериалов”.

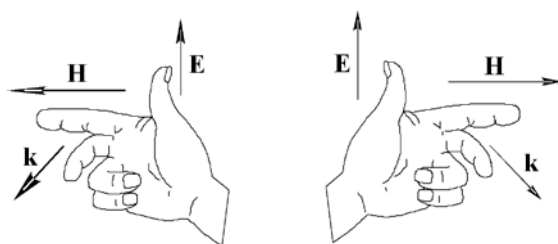
ПРИЛОЖЕНИЕ 1. ПРАВАЯ И ЛЕВАЯ СИСТЕМЫ ВЕКТОРОВ \mathbf{E} , \mathbf{H} и \mathbf{k}

В 1967 г. проф. В.Г. Веселаго в своей статье [П.1.1] рассмотрел вопросы электродинамики сред с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ и ввёл понятия “левых” и “правых” веществ. Данные определения соответствуют направлениям тройки векторов электрического поля \mathbf{E} , магнитного поля \mathbf{H} и волнового вектора \mathbf{k} .

В соответствии с уравнениями Максвелла, можно записать для векторов плоской волны (см. раздел 1.3)

$$\begin{aligned} [\mathbf{kE}] &= \omega\mu_0\mathbf{H}, \\ [\mathbf{kH}] &= -\omega\epsilon\epsilon_0\mathbf{E}. \end{aligned} \quad (\text{П.1.1})$$

Отсюда следует, что в обычных средах с положительными значениями проницаемостей ϵ и μ направления векторов \mathbf{E} , \mathbf{H} и \mathbf{k} в соответствии с правилами векторного произведения совпадают с направлениям большого, указательного и среднего пальцев правой руки (см. рис. П.1.1). Поэтому обычные среды определяют как “правое” вещество*.



Правая система векторов в обычных средах с положительным показателем преломления

Левая система векторов в средах с отрицательным показателем преломления

Рис. П.1.1. Правая и левая системы векторов \mathbf{E} , \mathbf{H} и \mathbf{k}

* В англоязычной литературе “правое” вещество (материал) обозначают словосочетанием “Right-Handed Materials” или аббревиатурой RHM, которое буквально переводится как “праворукое” или “правостороннее”.

Если $\epsilon < 0$, $\mu < 0$, и показатель преломления n – отрицательный, то векторы распространяющейся плоской волны **E**, **H** и **k** в соответствии с уравнениями (П.1.1) образуют левую тройку, т.к. направления этих векторов соответствуют направлению пальцев левой руки (см. рис. П.1.1). Поэтому такие среды называются “левым” веществом*.

Отметим, что оба вида веществ формально удовлетворяют уравнениям Максвелла.

Поток энергии, переносимой волной, определяется вектором Пойнтинга $\mathbf{S} = [\mathbf{E}\mathbf{H}]$, который всегда образует с векторами **E** и **H** правую систему, поэтому в обычных средах векторы **S** и **k** направлены в одну сторону, а в “левых” – в противоположные стороны. Так как вектор **k** совпадает по направлению с фазовой скоростью волны, то в “левых” веществах фазовая скорость противоположна направлению переноса энергии. Отсюда волны, распространяющиеся в “левом” веществе (“левой” среде) называют “обратными”. В связи с этим напомним название одного из электронных приборов СВЧ – “лампы обратной волны”. Поскольку поток энергии совпадает по направлению с групповой скоростью волны, то “левые” вещества являются веществами с отрицательной групповой скоростью (относительно фазовой скорости), что имеет место, в частности, в анизотропных средах или при наличии пространственной дисперсии.

* В англоязычной литературе “левое” вещество (материал) обозначают словосочетанием “Left-Handed Materials” или аббревиатурой LHM, которое буквально переводится как “леворукое” или “левостороннее”.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2. ИСКУССТВЕННЫЕ ДИЭЛЕКТРИКИ И МАГНЕТИКИ

В конце 90-х годов прошлого века были опубликованы результаты исследований искусственных электромагнитных сред, состоящих из периодических пространственных решёток из металлических элементов (тонких проволочек, стержней и небольших резонаторов в виде плоских колец или цилиндров с разрезами), выполненные проф. Дж. Пендри (Sir J. Pendry) с соавторами [П2.1-П2.3]. Подобные композиции ещё раньше были названы искусственными диэлектриками или магнетиками в зависимости от того, какие свойства у них преобладали (см. главу 1). Эти композиционные материалы обладают интересными электромагнитными свойствами и нашли применение в микроволновой (СВЧ) технике. Они фактически являются предшественниками электрических и магнитных метаматериалов. Поскольку в мировой литературе, посвящённой метаматериалам, постоянно ссылаются на упомянутые работы Дж. Пендри, мы посчитали целесообразным ознакомить с ними читателей, тем более что доступ к их оригинальным текстам не для всех возможен.

Также отметим, что в обсуждаемых работах искусственные диэлектрики и магнетики рассмотрены на качественно новом физическом уровне относительно более старых работ сороковых-шестидесятых годов, процитированных в главе 1, поэтому изучение этих работ полезно и с методической точки зрения.

П 2.1 Периодические пространственные мезоструктуры из тонких проволок, генерация плазмонов низкой частоты

Данный раздел написан по материалам статей [П2.1,П2.2]. В них тонкопроволочные структуры названы мезоструктурами, поскольку этот термин обозначает класс промежуточных по своим размерам структур – между атомными/молекулярными структурами и волновыми структурами. В данном случае за меру размера волновых структур следует принять величину порядка или больше длины волны, отсюда мезоструктуры должны иметь:

- миллиметровый или меньший масштаб в гигагерцевом диапазоне,
- нанометровый масштаб в диапазоне ИК и видимого света.

В статьях [П2.1,П2.2] Дж. Пендри с соавторами показали, что 3D мезоструктура из тонких проволочек обеспечивает эффективное возбуждение низкочастотных плазмонов и получение отрицательной электрической проницаемости на низкой частоте. Здесь низкая частота – это частота ниже ультрафиолетового диапазона, характерного для плазмонов, возбуждаемых на поверхности металлов.

Генерация плазмонов – коллективных колебаний плотности (локальной концентрации) электронов – является одним из давно известных эффектов, наблюдаемых в металлах (см. раздел 5.4). Плазмон есть квант этих колебаний. В состоянии равновесия заряд “электронного газа” металла компенсируется фоновым зарядом ядер, но если электроны сместить, то на торцах образца образуется избыток нескомпенсированного заряда, с разными знаками на противоположных торцах. Это приводит к появлению возвращающей силы и простым гармоническим колебаниям электронов с плазменной частотой ω_p (см. также раздел 1.1, секция “Искусственная плазменная среда”):

$$\omega_p = \left(e^2 n_e / \varepsilon_0 m_{eff} \right)^{1/2}, \quad (1)^*$$

где m_{eff} – эффективная масса электрона. Плазменная частота ω_p , как правило, находится в ультрафиолетовой области спектра, а энергия плазмона составляет около 15 эВ для алюминия.

Плазмоны оказывают сильное влияние на свойства металлов, не в последнюю очередь на их взаимодействие с электромагнитным излучением, при котором плазмон генерирует функцию для электрической проницаемости вида

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}, \quad (2)$$

которая практически не зависит от волнового вектора, здесь параметр γ представляет затухание, т.е. рассеяние энергии плазмона в систему (см. также формулу (1.2) в разделе 1.1. В простых металлах γ мала по сравнению с ω_p : действительно, для алюминия

* Выражения (формулы) и их нумерация, а также обозначения параметров в данном разделе (П.2.1) соответствуют статье [П2.1].

$$\gamma = 0,1 \text{ эВ}, \quad (3)$$

что значительно меньше ранее упомянутых 15 эВ.

Важный момент касательно формулы (2) заключается в том, что $\epsilon(\omega)$ имеет отрицательный знак на частотах ниже ω_p , по крайней мере, до низких частот ИК диапазона, сопоставимых по величине с γ . На более низких частотах возрастают потери энергии плазмонами – возрастает диссипация, и электрическая проницаемость становится мнимой.

В [П2.1] показано, что можно получить искусственную среду, в которой эффективная ω_p понижается по величине до 6 порядков. Новая среда создаётся из очень тонких металлических проволочек, радиус которых порядка 1 мкм. Из них должна быть собрана периодическая решётка, и, поскольку её точная структура не имеет значения, была выбрана простая кубическая решётка, показанная на рис. 1*.

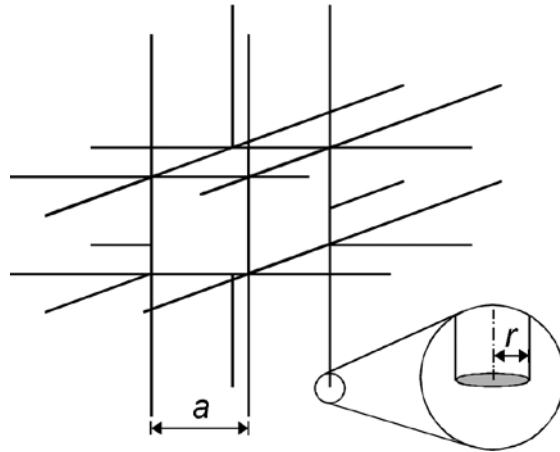


Рис. 1. Периодическая структура, состоящая из бесконечных проволок, ориентированных в виде кубической решётки и скреплённых в её узлах

В [П2.4] независимо изучались конструкции из металлической проволоки. Но данная работа отличается от [П2.4] в одном важном отношении: можно полагать, что очень тонкие провода имеют решающее значение для применения концепции плазмонов к этим структурам.

Выведем формулу для плазменной частоты коллективных колебаний электронов в проволочках. Для этого рассмотрим смещение

* Нумерация рисунка в данном разделе (П2.1) соответствует статье [П2.1].

электронов вдоль одной из осей кубической решётки. Активными будут те проводники, которые направлены вдоль этой оси. Если плотность электронов в проводниках n , то плотность активных электронов в структуре в целом n_{eff} определяется по доле площади, занимаемой проволочкой:

$$n_{eff} = n \frac{\pi r^2}{a^2}. \quad (6)$$

Прежде чем заменить этот параметр в формуле (1) для плазменной частоты, рассмотрим ещё один не менее важный эффект. Любая действующая на электрон и восстанавливающая его положение сила будет работать не только против массы покоя электрона, но и против самоиндукции проволочной структуры. Этот эффект не учитывался при первоначальном расчёте плазменной частоты, но в данной структуре он является существенным. Он может быть представлен в виде вклада в массу электрона. Важным моментом является то, что индуктивность тонкой проволочки логарифмически зависит от радиуса. Пусть ток I течёт в проводе, создающем магнитное поле $H(R)$ вокруг провода, тогда

$$H(R) = \frac{I}{2\pi R} = \frac{\pi r^2 n v e}{2\pi R}, \quad (7)$$

где R – расстояние от центра проволочки. В правой части (7) плотность тока выражена через произведение скорости электронов v на плотность заряда ne .

Запишем выражение для магнитного поля через векторный потенциал:

$$\mathbf{H}(R) = \mu_0^{-1} \nabla \times \mathbf{A}(R). \quad (8)$$

Для отдельной проволочки векторный потенциал плохо определяется, пока не будут указаны граничные условия. Однако в случае трёхмерных массивов проводов вводим период решётки (постоянную решётки a) как естественную границу и в результате получаем:

$$A(R) = \frac{\mu_0 \pi r^2 n v e}{2\pi} \ln(a/R). \quad (9)$$

Правильность такого подхода подтверждается согласием с компьютерным расчётом, представленным в [П2.1].

В классической механике электроны, находящиеся в магнитном поле, имеют дополнительный вклад в их момент $e\mathbf{A}$, и поэтому их момент на единицу длины проволоочки составляет

$$\pi r^2 e n A(R) = \frac{\mu_0 \pi^2 r^4 e^2 n^2 v}{2\pi} \ln(a/r) = m_{eff} \pi r^2 n v, \quad (10)$$

где m_{eff} – новая эффективная масса электронов, определяемая выражением

$$m_{eff} = \frac{\mu_0 \pi r^2 e^2 n}{2\pi} \ln(a/r). \quad (11)$$

Этот новый вклад является доминирующим при параметрах, с которыми имеем дело. Например, для алюминиевых проволочек с параметрами

$$r = 1,0 \cdot 10^{-6} \text{ м}, \quad a = 5 \cdot 10^{-3} \text{ м} \quad \text{и} \quad n(\text{Al}) = 1,806 \cdot 10^{29} \text{ м}^{-3} \quad (12)$$

получаем эффективную массу

$$m_{eff} = 2,4808 \cdot 10^{-26} \text{ кг} = 2,7233 \cdot 10^4 m_e = 14,83 m_p, \quad (13)$$

где m_e и m_p – массы электрона и протона, соответственно. Другими словами, при ограничении электронов объёмом тонких проволочек их масса увеличивается на 4 порядка, так что сейчас они стали такими же тяжёлыми как атомы азота.

Имея выражения для эффективной плотности n_{eff} и эффективной массы m_{eff} электронов, подставляем их в (1) и получаем:

$$\omega_p^2 = \frac{n_{eff} e^2}{\epsilon_0 m_{eff}} = \frac{2\pi c_0^2}{a^2 \ln(a/r)} \approx (8,2 \text{ ГГц})^2. \quad (14)$$

Как и ожидалось, плазменная частота понизилась.

Отметим, что, хотя новое значение плазменной частоты может быть выражено через эффективные массу электрона m_{eff} и плотность заряда n_{eff} , эти микроскопические параметры исчезают при подстановке, так что формула (14) для ω_p содержит только макроскопические параметры системы: радиус проволочек и период решётки. Можно решить эту задачу целиком в терминах индуктивности и ёмкости элементов схемы. Однако, если поступать таким образом, то теряется связь с микроскопическими плазмонными эффектами. Новый низкочастотный плазмон является таким же квантом колебательного процесса, как и его высокочастотный аналог.

Но остаётся вопрос, насколько стабилен плазмон? Плазмон может распадаться с последующей генерацией электронно-дырочной пары или фононов в проволочках в зависимости от температуры. В любом случае этот механизм действует исключительно посредством электрического сопротивления проволочек. Более точный расчёт, учитывающий сопротивление, даёт следующее выражение для эффективной электрической проницаемости структуры:

$$\varepsilon_{eff} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\varepsilon_0 a^2 \omega_p^2 / \pi r^2 \sigma)}, \quad (15)$$

где σ – проводимость металла. В случае алюминия:

$$\sigma(\text{Al}) = 3,65 \cdot 10^7 \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1} \quad (16)$$

и

$$\varepsilon_{eff}(\text{Al}) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i0,1\omega_p)}. \quad (17)$$

Таким образом, новый плазмон примерно так же хорошо определён относительно своей резонансной частоты, как и плазмон в неограниченном металле.

Был выполнен численный расчёт исследуемой системы [П2.1,П2.2], который подтвердил результаты аналитического рассмотрения задачи. Это не удивительно, т.к. на плазменной частоте 8,2 ГГц длина волны света в свободном пространстве составляет около 35 мм, что намного больше периода решётки $a = 5$ мм. Иными словами, данная система в отношении внешнего электромагнитного излучения проявляет себя как эффективная однородная диэлектрическая среда, чья внутренняя структура видна настолько, насколько это допускает ε_{eff} . В этой связи важно, чтобы решётка была изготовлена из **тонких** проволочек. Уравнение (14) показывает, что имеет место эффект малого радиуса – понижение плазменной частоты. В случае структуры из толстой проволоки в уравнении (14) логарифм

$$\ln(a/r) \approx 1 \quad (19)$$

и плазменная частота соответствует длине волны в свободном пространстве, которая примерно в два раза больше периода решётки. В результате эффекты Брэгговской дифракции будут накладываться на относительно простой плазмонный процесс. Выбор малого радиуса гарантирует, что дифракция будет происходить только на значительно более высоких частотах.

Авторы статей [П2.1,П2.2] предложили, как альтернативу, использовать в качестве рассматриваемой системы искровую проволочную камеру для детектирования частиц, в которой применяются проволочки подходящих размеров. Как другой вариант они предлагали наматывать спирали из проволоки на стержни квадратного сечения, а затем стержни укладывать в определённом порядке, чтобы проволоки пересекались в нужном порядке. Расчёты показывают, что необязательно иметь именно кубическую структуру для наблюдения эффекта.

Была изготовлена 3D структура с отрицательной электрической проницаемостью толщиной 120 мм и апертурой 200 мм × 200 мм, что намного больше длины волны λ любого соответствующего излучения на частоте ω_p [П2.2]. Структура была собрана из полимерных листов (материал – полистирен “Rohacell”, толщина 3 мм), на каждом из которых была размещена проволочная решётка из параллельных проволочек (проволока – вольфрам диаметром 20 мкм, покрытый золотом, расстояние между проволочками $a = 5$ мм). Листы складировались так, чтобы проволочки на соседних листах были повернуты на 90°. В результате размеры элементарной ячейки составляли 5 мм × 5 мм × 6 мм, что существенно меньше длины волны λ и соответствует критерию “мезоструктура”. Размещая между листами с проволочными решётками пустые листы, можно регулировать плотность проволочек (металла) и, следовательно, управлять плазменной частотой. Сразу отметим, не вдаваясь в детали полученных результатов, что экспериментальные данные для подобной структуры хорошо совпадают с расчётными характеристиками [П2.2].

В своей идеальной бездиссипативной форме структура имеет особенность, а именно: на частотах ниже плазменной частоты все электромагнитные моды будут исключены из структуры. На очень низких частотах диссипация начинает проявляться в проволочках из нормального металла, но, если для изготовления проволочек использовать сверхпроводящий материал и поддерживать его при температуре намного ниже температуры перехода, то диссипация может быть небольшой вплоть до нулевой частоты.

Интересно также отметить, что в рассматриваемой структуре используется очень мало металла, средняя плотность металла в структуре составляет менее $1/10^6$, что сопоставимо с уровнем легирования в полупроводниковых приборах.

Интерес к этому новому материалу вызван по аналогии с тем, что можно получить из плазмонных эффектов на оптических частотах. Объекты, построенные из нового материала, будут поддерживать гигагерцевые плазмоны, связанные с поверхностью, которой можно управлять посредством изменения локальной геометрии. И здесь имеются новые возможности для новых волноводов. Такой материал также является весьма эффективным заградительным фильтром. Так, излучение ниже плазменной частоты практически не будет передаваться, но на более высоких частотах, например, в диапазоне видимого света структура будет прозрачной.

Таким образом, авторы работ [П2.1.П2.2] показали, что очень простая система в виде регулярной решётки из тонких металлических проволочек проявляет новые электромагнитные свойства в гигагерцевом диапазоне, аналогичные тем, которые демонстрируют сплошные металлы в диапазоне ультрафиолетового света. Можно довольно просто управлять электрической проницаемостью нового материала путём изменения геометрических параметров решётки. В дальнейшем концепция построения подобных систем была использована при создании электромагнитных метаматериалов с отрицательным показателем преломления.

П 2.2 Магнетизм проводниковых структур и усиление нелинейных эффектов

В статье [П2.3] показано, что некоторые микроструктуры из немагнитных проводящих слоёв обладают эффективной магнитной проницаемостью μ_{eff} , которая может достигать значений, не доступных в природных материалах; проницаемость μ_{eff} может быть даже отрицательной. Микроструктуры имеют размер намного меньший, чем длина волны излучения, не различаются падающими волнами и имеют очень низкую среднюю плотность, так что они могут быть чрезвычайно легкими. Большинство структур являются резонансными из-за внутренних емкостей и индуктивностей. Из-за этого происходит резонансное усиление и концентрация электрической энергии в очень малом объёме на критических участках, по крайней мере, в миллион раз, а, возможно, и больше. Слабые нелинейные материалы, размещённые на этих критических участках, будут проявлять усиленные эффекты, создавая возможность изготовления активных структур, свойства которых можно переключать, по желанию, между многими состояниями.

1. Введение

При создании композита с однородными электромагнитными свойствами, в котором атомы исходного вещества заменяются структурами большего размера, нужно конструировать периодическую систему (среду) из элементарных ячеек с характерным размером a . Содержимое ячеек будет определять эффективную реакцию системы в целом; она обычно выражается через диэлектрическую ϵ и магнитную μ проницаемости. Однако вследствие дискретной структуры композита проницаемости являются эффективными параметрами ϵ_{eff} и μ_{eff} для всей среды, а не для тех веществ, из которых изготовлены ячейки.

Ясно, что на размер ячеек (a) должно быть наложено некоторое ограничение. Если мы говорим о реакции системы на электромагнитное излучение с частотой ω , ограничение следует выразить следующим образом:

$$a \ll \lambda = 2\pi c_0 \omega^{-1}, \quad (1)^*$$

Если это условие не соблюдается, существует вероятность того, что внутренняя структура среды будет вызывать дифракцию. Длинноволновое излучение же, отвечающее условию (1), будет вести себя “близоруко” и не сможет различать элементарные ячейки, как не может видимый свет различать отдельные атомы в природных кристаллах; в этом предельном случае справедливы концепции об эффективных диэлектрической и магнитной проницаемостях и эффективной среде в целом.

В более ранних работах [П2.1, П2.2] было показано, что система, состоящая из очень тонких бесконечно длинных металлических проволочек, скомпонованных в 3D кубическую решётку, может моделировать реакцию разрежённой плазмы с отрицательным значением ϵ_{eff} на частотах ниже плазменной частоты – где-то в гигагерцевом диапазоне. Теоретический анализ этой системы был подтвержден экспериментом. Плазмоподобные явления в металлических структурах также исследовались в [П2.4].

В идеале хотелось бы и в магнитном случае найти магнитный аналог хорошего электрического проводника, но, к сожалению, такого

* Выражения (формулы) и их нумерация, а также обозначения параметров в данном разделе (П.2.2) соответствуют статье [П2.3].

нет. Однако можно предложить некоторую альтернативу, которая действительно положит начало интересным магнитным эффектам.

Зачем надо беспокоиться о микроструктурировании материала просто ради того, чтобы получить какое-то особенное μ_{eff} ? Ответ состоит в том, что природные атомы и молекулы представляют ограниченный набор элементов, из которых можно получить магнитный материал. Это особенно справедливо в гигагерцевом диапазоне, где магнитная реакция большинства материалов начинает спадать (это ещё более относится к терагерцевому диапазону и оптическим частотам). Те же материалы типа ферритов, которые остаются умеренно активными – часто тяжёлые и не имеют удовлетворительных механических свойств. Но можно показать, что можно разработать микроструктурированные материалы со значительной магнитной активностью, и диамагнитной, и парамагнитной, и они будут весьма лёгкими.

Есть и другая мотивация – сильная магнитная активность подразумевает наличие сильно неоднородного поля внутри материала. В некоторых случаях это может приводить к локальному усилению поля на много порядков по сравнению с полем в свободном пространстве. Введение нелинейного материала в композит в критических местах с повышенной концентрацией поля приводит к возрастанию нелинейности, снижая величину требуемой мощности на коэффициент усиления поля. Этот эффект не доступен в обычном материале.

Данную тему рассмотрим в следующем порядке, как это сделали авторы [П2.3]. Вначале рассчитаем μ_{eff} для композитной среды, затем представим несколько модельных структур, которые обладают магнитной активностью, и приведём для них значения некоторых параметров. Потом покажем, как можно сильно сконцентрировать электрическую энергию в этих структурах, и тем самым продемонстрируем потенциальные возможности усиления нелинейных эффектов.

II. Определение эффективной магнитной проницаемости

Построим структуру с эффективными ϵ и μ , в которой

$$\begin{aligned} \mathbf{B}_{ave} &= \mu_{eff} \mu_0 \mathbf{H}_{ave} \\ \mathbf{D}_{ave} &= \epsilon_{eff} \epsilon_0 \mathbf{E}_{ave} \end{aligned} \tag{2}$$

и где предполагается, что структура имеет размеры намного меньше длины волны, так что можно уверенно говорить о средней величине всех полей. В уравнениях (2) индекс “*ave*” относится к соответствующим средним величинам. Ключевой вопрос – как определить средние значения? Ясно, если структура состоит из **тонких** проводников или листов металла, тогда, если можно использовать для них средние значения, то ϵ_{eff} и μ_{eff} всегда будут однозначными.

Известно, что уравнения Максвелла

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{H} &= +\partial \mathbf{D} / \partial t \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\partial \mathbf{B} / \partial t\end{aligned}\quad (3)$$

можно представить в интегральной форме

$$\begin{aligned}\oint_c \mathbf{H} d\mathbf{l} &= +\frac{\partial}{\partial t} \int_s \mathbf{D} d\mathbf{s} \\ \oint_c \mathbf{E} d\mathbf{l} &= -\frac{\partial}{\partial t} \int_s \mathbf{B} d\mathbf{s}\end{aligned}, \quad (4)$$

где линейный интеграл взят по замкнутой кривой “*c*”, которая окружает поверхность “*s*”.

Эта форма уравнений сразу предполагает усреднение полей. Для упрощения предположим, что периодическая структура состоит из элементарных кубических ячеек с ортогональными осями, как показано на рис. 1*.

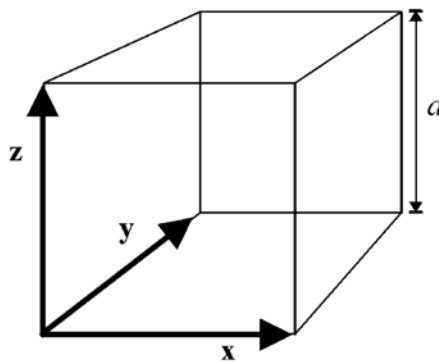


Рис. 1. Элементарная ячейка периодической структуры. Предполагается, что ячейка намного меньше длины волны излучения, и усредняются местные вариации полей. В случае **В**-поля усреднение осуществляется по граням ячейки, а в случае **Н**-поля – по одному из рёбер

* Нумерация рисунков в данном разделе (П.2.2) соответствует статье [П2.3].

Определим компоненты \mathbf{H}_{ave} , усредняя \mathbf{H} -поле вдоль каждой из трёх осей элементарной ячейки. Если рассматриваем простую кубическую систему, то получаем

$$\begin{aligned}(H_{ave})_x &= a^{-1} \int_{\mathbf{r}=(0,0,0)}^{\mathbf{r}=(a,0,0)} \mathbf{H} d\mathbf{r} \\(H_{ave})_y &= a^{-1} \int_{\mathbf{r}=(0,0,0)}^{\mathbf{r}=(0,a,0)} \mathbf{H} d\mathbf{r} . \\(H_{ave})_z &= a^{-1} \int_{\mathbf{r}=(0,0,0)}^{\mathbf{r}=(0,0,a)} \mathbf{H} d\mathbf{r}\end{aligned}\quad (5)$$

Есть только одно предостережение по поводу определения элементарной ячейки: её грани не должны пересекать какую-либо структуру, находящуюся внутри ячейки. Это позволяет разрезать всю систему на целое число элементарных ячеек, когда собираемся создавать поверхность, и гарантирует непрерывность параллельного компонента \mathbf{H}_{ave} по всей поверхности, как это требуется в непротиворечивой теории эффективной среды.

Чтобы определить \mathbf{B}_{ave} , усредняем \mathbf{B} -поле на каждой из трёх граней элементарной ячейки, определённых следующим образом:

- поверхность s_x определяется векторами \mathbf{y}, \mathbf{z} ;
- поверхность s_y определяется векторами \mathbf{x}, \mathbf{z} ;
- поверхность s_z определяется векторами \mathbf{x}, \mathbf{y} .

Теперь запишем

$$\begin{aligned}(B_{ave})_x &= a^{-2} \int_{s_x} \mathbf{B} d\mathbf{s} \\(B_{ave})_y &= a^{-2} \int_{s_y} \mathbf{B} d\mathbf{s} \\(B_{ave})_z &= a^{-2} \int_{s_z} \mathbf{B} d\mathbf{s}\end{aligned}\quad (6)$$

Эти соотношения определяют эффективные ϵ и μ из (2):

$$\begin{aligned}(\mu_{eff})_x &= (B_{ave})_x / (\mu_0 H_{ave})_x \\(\mu_{eff})_y &= (B_{ave})_y / (\mu_0 H_{ave})_y . \\(\mu_{eff})_z &= (B_{ave})_z / (\mu_0 H_{ave})_z\end{aligned}\quad (7)$$

Таким образом, если желательно получить большой эффект, нужно попробовать создать поля, которые настолько неоднородны насколько это возможно.

Проанализируем различные конфигурации из тонких листов металла, получим выражение для μ_{eff} и обсудим результаты с тем, чтобы сделать эффект настолько сильным, насколько это возможно.

III. Примеры магнитных микроструктур

A. Решётка из цилиндров

Начнём с очень простой структуры – модели “А”, показанной на рис. 2. Приложим внешнее поле H_0 , направленное параллельно цилиндрам. Предположим, что цилиндры имеют проводящую поверхность, тогда по ней потечёт ток j , отнесённый к единице длины вдоль оси. Поле внутри цилиндров равно

$$H = H_0 + j - \frac{\pi r^2}{a^2} j, \quad (8)$$

где второй член на правой стороне – это поле, вызванное непосредственно током, а третий член – результат действия полей деполяризации с источниками на удалённых концах цилиндров. Если цилиндры будут очень длинными, то поле деполяризации будет однородно распределено по элементарной ячейке, но будет иметь то же самое количество силовых линий в ней, как и прямое поле внутри цилиндров.

Теперь запишем следующее выражение для полной электродвижущей силы (ЭДС) вокруг окружности цилиндра:

$$\begin{aligned} \text{ЭДС} &= -\pi r^2 \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \left[H_0 + j - \frac{\pi r^2}{a^2} j \right] - 2\pi r \sigma j \\ &= +i\omega \pi r^2 \mu_0 \left[H_0 + j - \frac{\pi r^2}{a^2} j \right] - 2\pi r \sigma j \end{aligned} \quad (9)$$

где σ – сопротивление цилиндрической поверхности единичной площади. Чистая ЭДС должна отвечать условию баланса, поэтому

$$j = \frac{-i\omega\pi r^2\mu_0 H_0}{i\omega\pi r^2\mu_0 \left[1 - \frac{\pi r^2}{a^2}\right] - 2\pi r\sigma} = \frac{-H_0}{\left[1 - \frac{\pi r^2}{a^2}\right] + i\frac{2r\sigma}{\omega r^2\mu_0}}. \quad (10)$$

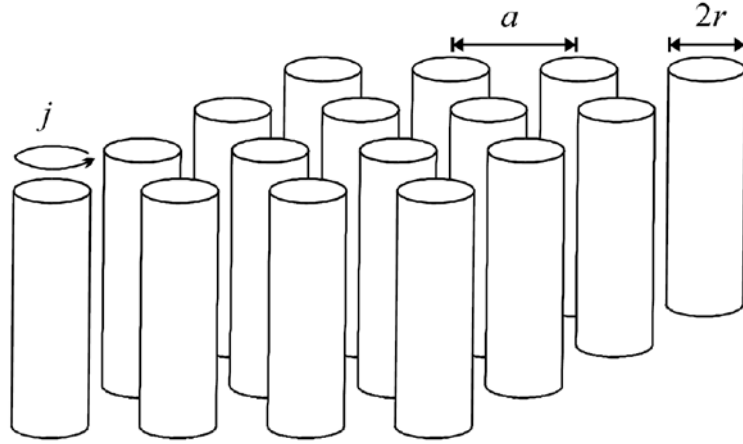


Рис. 2. Модель “А” представляет собой квадратную решётку из металлических цилиндров, сориентированных так, чтобы иметь магнитные свойства вдоль их осей

Теперь можно определить требуемые средние величины. Среднее значение B -поля по всей элементарной ячейке равно

$$B_{ave} = \mu_0 H_0. \quad (11)$$

Однако если усредняется H -поле по линии, расположенной полностью вне цилиндров, то

$$\begin{aligned} H_{ave} &= H_0 - \frac{\pi r^2}{a^2} j \\ &= H_0 - \frac{\pi r^2}{a^2} \frac{-H_0}{\left[1 - \frac{\pi r^2}{a^2}\right] + i\frac{2r\sigma}{\omega r^2\mu_0}} \\ &= H_0 \frac{1 + i\frac{2\sigma}{\omega\mu_0}}{\left[1 - \frac{\pi r^2}{a^2}\right] + i\frac{2\sigma}{\omega\mu_0}}. \end{aligned} \quad (12)$$

Отсюда определяем

$$\begin{aligned}\mu_{eff} &= \frac{B_{ave}}{\mu_0 H_{ave}} = \\ &= \frac{1 - \frac{\pi r^2}{a^2} + i \frac{2\sigma}{\omega \mu_0}}{1 + i \frac{2\sigma}{\omega \mu_0}}; \text{ т.е.} \\ \mu_{eff} &= 1 - \frac{\pi r^2}{a^2} \left[1 + i \frac{2\sigma}{\omega \mu_0} \right]^{-1}\end{aligned}\quad (13)$$

В случае бесконечного проводящего цилиндра или в высокочастотном диапазоне μ_{eff} уменьшается на коэффициент, равный отношению объёма цилиндра к объёму ячейки. Это соотношение объёмов будет ключевым фактором в определении силы эффекта во всех рассматриваемых моделях. Очевидно, что **в данной модели μ_{eff} никогда не может быть меньше 0 или больше 1.** Нужно также отметить, что для максимизации эффекта можно заменить металлические цилиндры призмами квадратного поперечного сечения, чтобы максимизировать объём внутри призмы.

Если удельное сопротивление большое, то дополнительный вклад в μ_{eff} является мнимым, но всегда меньше единицы:

$$\mu_{eff} \approx 1 + i \frac{\pi r^3 \omega \mu_0}{2\sigma a^2}, \quad \sigma \gg \omega \mu_0. \quad (14)$$

Также отметим, что все рассматриваемые структуры имеют электрические свойства наряду с магнитными. В данном случае можно грубо оценить электрические поля, перпендикулярные к цилиндрам:

$$\epsilon_{eff} = (1 - F)^{-1} = \left(1 - \frac{\pi r^2}{a^2} \right)^{-1}, \quad (15)$$

где F – часть структуры вне цилиндров. При выводе (15) предполагаем, что цилиндры – прекрасные проводники, и пренебрегаем полями деполяризации, возникающими из-за взаимодействия между цилиндрами. Включение ϵ_{eff} в наши расчёты устраняет одну трудность, гарантируя, что

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} c_{\text{свет}} = \lim_{\omega \rightarrow \infty} c_0 (\epsilon_{\text{eff}} \mu_{\text{eff}})^{-(1/2)} = c_0. \quad (15)$$

Очевидно, что без ϵ_{eff} скорость света в эффективной среде $c_{\text{свет}}$ превысила бы скорость света в свободном пространстве c_0 . Большинство структур, рассмотренных в этой статье, имеют аналогичную величину ϵ_{eff} .

В. Ёмкостная решётка из листов, намотанных на цилиндры

Предыдущая структура продемонстрировала ограниченный магнитный эффект. Теперь покажем, как можно расширить диапазон доступных магнитных свойств, вводя ёмкостные элементы в структуру. Для этого возьмём ту же самую структуру из цилиндров за исключением того, что цилиндры теперь имеют конфигурацию “кольцо с разрезом”, как показано на рис. 3.

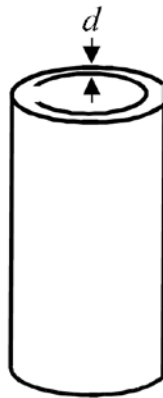


Рис. 3. Модель “В” состоит из квадратной решётки цилиндров, как в случае модели “А”, но с тем различием, что цилиндры имеют внутреннюю структуру. Они выполнены из листов металла в виде структур “кольцо с разрезом”, листы удалены друг от друга на расстояние d . В каждом листе имеется разрез, который препятствует протеканию тока вокруг листа

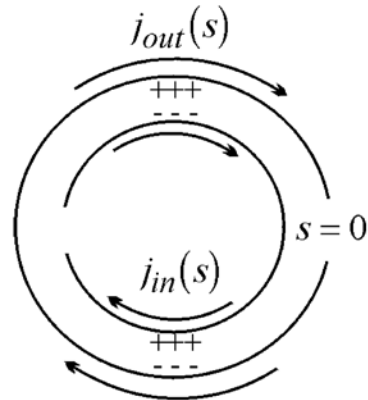


Рис. 4. Когда включено магнитное поле, параллельное цилиндру, оно вызывает токи в кольцах с разрезом, как показано стрелками. Чем больше ёмкость между листами, тем больше ток

Важный момент – это то, что имеется разрез, препятствующий протеканию тока вокруг каждого кольца. Однако между двумя

кольцами имеется значительная ёмкость, которая всё же позволяет току протекать (см. рис. 4). Детальные вычисления дают выражение

$$\mu_{eff} = 1 - \frac{F}{1 + \frac{2\sigma i}{\omega \mu_0} - \frac{3}{\pi^2 \mu_0 \omega^2 C r^3}}, \quad (17)$$

где F – доля объёма ячейки, занятой внутренним объёмом цилиндра:

$$F = \frac{\pi r^2}{a^2}, \quad (18)$$

а C – ёмкость единицы площади поверхности между двумя листами:

$$C = \frac{\epsilon_0}{d} = \frac{1}{dc_0^2 \mu_0}. \quad (19)$$

Отсюда

$$\mu_{eff} = 1 - \frac{\frac{\pi r^2}{a^2}}{1 + \frac{2\sigma i}{\omega \mu_0} - \frac{3dc_0^2}{\pi^2 \omega^2 r^3}}. \quad (20)$$

Так как у нас теперь есть ёмкость в системе, которая может сбалансировать наличие индуктивности, то μ_{eff} имеет резонансную характеристику, которая показана на рис. 5.

Рис. 5 иллюстрирует форму характеристики, типичную для μ_{eff} у всех структур, которые представлены здесь. Частота ω_0 , на которой ветви характеристики для μ_{eff} расходятся, определяется следующим выражением:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{3}{\pi^2 \mu_0 C r^3}} = \sqrt{\frac{3dc_0^2}{\pi^2 r^3}}, \quad (21)$$

а “магнитная плазменная частота” ω_{mp} определяется выражением:

$$\omega_{mp} = \sqrt{\frac{3}{\pi^2 \mu_0 C r^3 (1-F)}} = \sqrt{\frac{3 d \epsilon_0^2}{\pi^2 r^3 \left(1 - \frac{\pi r^2}{a^2}\right)}}. \quad (22)$$

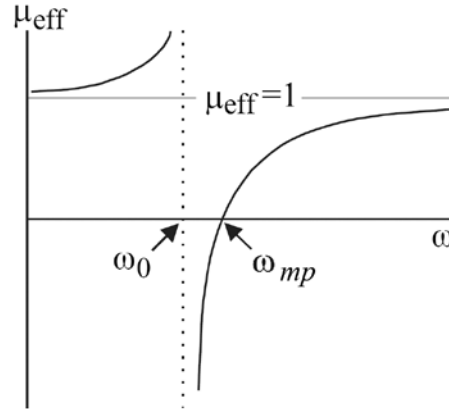


Рис. 5. Эффективная магнитная проницаемость для модели “В” демонстрирует резонанс, обусловленный ёмкостью между листами и магнитной индуктивностью цилиндра. Показан типичный вид характеристики для хорошо проводящего образца с $\sigma \approx 0$. На частотах ниже резонансной частоты μ_{eff} возрастает, но выше резонанса μ_{eff} меньше единицы и может быть отрицательной вблизи резонанса

Отметим, что интервал между ω_0 и ω_{mp} является мерой диапазона частот, в котором наблюдается сильный эффект, он определяется параметром

$$F' = 1 - \frac{\pi r^2}{a^2}, \quad (23)$$

т.е. долей объёма структуры, не занятой цилиндрами. Что касается случая “А”, случая простых цилиндров, то высокочастотный предел определяется выражением

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} \mu_{eff}(\omega) = 1 - \frac{\pi r^2}{a^2}. \quad (24)$$

Здесь отметим, что система поддерживает продольные магнитные моды на магнитной плазменной частоте – аналоге плазменных

режимов газа свободных электрических зарядов [П2.5]. Конечно, в системе нет каких-либо свободных магнитных полюсов; только проявление такого эффекта, как токи вокруг цилиндров, заставляет концы цилиндров, по-видимому, имитировать свободные магнитные полюса на манер стержневого магнита.

Вместе с ϵ_{eff} , определяемой выражением (15), которое также применимо здесь, можно представить на рис. 6 общую дисперсионную характеристику.

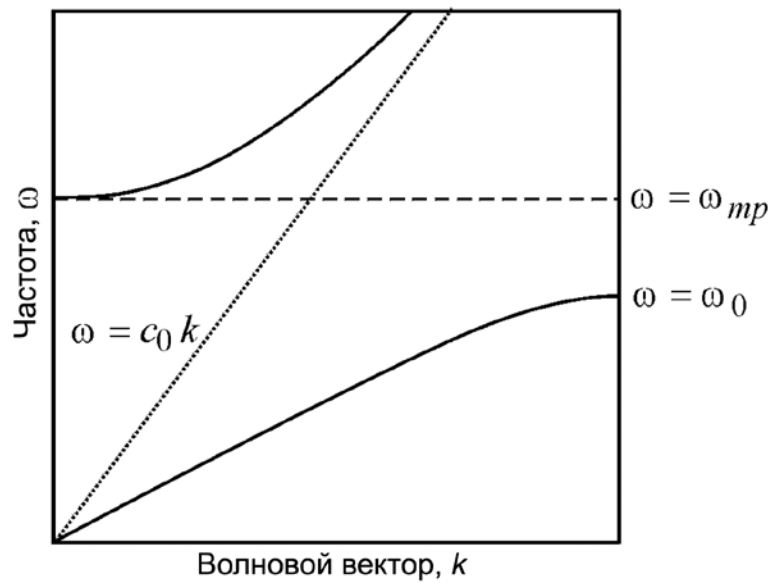


Рис. 6. Общая дисперсионная характеристика (волновой вектор k – частота ω) для резонансных структур с некоторой величиной μ_{eff} . Сплошные линии представляют дважды вырожденные поперечные волны, а штриховая линия – единственную продольную магнитную плазмонную моду

Уместно выделить такие моменты.

1. Везде, где μ_{eff} отрицательная, имеется запрещённая зона на дисперсионной характеристике, например, в диапазоне

$$\omega_0 < \omega < \omega_{mp}. \quad (25)$$

2. Продольная магнитная плазменная мода, бездисперсионная в этом приближении, наблюдается при $\omega = \omega_{mp}$.

3. Дисперсионная характеристика приближается асимптотически к световому конусу для свободного пространства, как обсуждалось выше. Фактически, металлические структуры в целом представляют

собой свежий подход к концепции фотонного изолятора, введённой независимо в [П2.6] и [П2.7].

Если выберем следующие параметры:

$$\begin{aligned} r &= 2 \cdot 10^{-3} \text{ м} \\ a &= 5 \cdot 10^{-3} \text{ м}, \\ d &= 1 \cdot 10^{-4} \text{ м} \end{aligned} \quad (26)$$

то получим

$$f_{mp} = (2\pi)^{-1} \omega_{mp} = 4,17 \cdot 10^9 \text{ Гц}, \quad (27)$$

$$f_0 = f_{mp} \sqrt{1 - \frac{\pi r^2}{a^2}} = 2,94 \cdot 10^9 \text{ Гц}. \quad (28)$$

Отметим, что частота, на которой структура активна, соответствует длине волны в свободном пространстве 10 см, что намного больше расстояния в 0,5 см между цилиндрами. Это является типичным для этих ёмкостных структур и предполагает превосходную аппроксимацию эффективной среды.

С. Конденсатор “Швейцарский рулет”

Возьмём такую же систему цилиндров в виде квадратной решётки за исключением того, что цилиндры теперь имеют много витков, как показано на рис. 7. И снова, ток может идти по витку только благодаря собственной ёмкости (см. рис. 8).

В этом случае получаем для эффективной магнитной проницаемости следующее выражение

$$\begin{aligned} \mu_{eff} &= 1 - \frac{F}{1 + \frac{2\sigma i}{\omega \mu_0 (N-1)} - \frac{1}{2\pi^2 r^3 \mu_0 (N-1)^2 \omega^2 C}} \\ &= 1 - \frac{\frac{\pi r^2}{a^2}}{1 + \frac{2\sigma i}{\omega \mu_0 (N-1)} - \frac{dc_0^2}{2\pi^2 r^3 (N-1)^2 \omega^2}}, \quad (29) \end{aligned}$$

где F – по-прежнему часть структуры вне цилиндра, а ёмкость единицы площади между первым и последним витками равна

$$C = \frac{\epsilon_0}{d(N-1)} - \frac{1}{\mu_0 d c_0^2 (N-1)}. \quad (30)$$

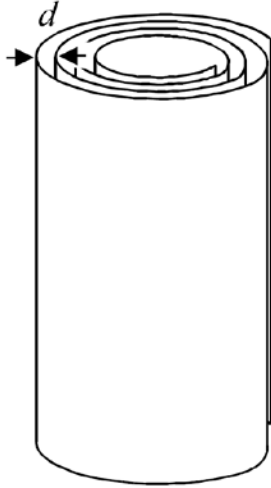


Рис. 7. В модели “С” металлические листы навиты вокруг каждого цилиндра в виде катушки. Расстояние между витками катушки равно d

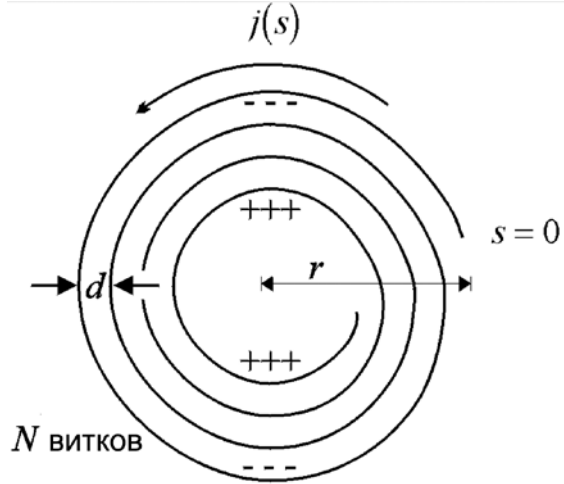


Рис. 8. Когда включено магнитное поле, параллельное цилиндру, уменьшаются токи в навитых листах. Ёмкость между первым и последним витками позволяет протекать току. N – количество витков

Критические частоты определяются следующими выражениями:

$$\begin{aligned} \omega_0 &= \sqrt{\frac{1}{2\pi^2 r^3 \mu_0 C (N-1)^2}} \\ &= \sqrt{\frac{d c_0^2}{2\pi^2 r^3 (N-1)}} \end{aligned}, \quad (31)$$

$$\begin{aligned}\omega_{mp} &= \sqrt{\frac{1}{F2\pi^2 r^3 \mu_0 C(N-1)^2}} \\ &= \sqrt{\frac{dc_0^2}{\left(1 - \frac{\pi r^2}{a^2}\right) 2\pi^2 r^3 (N-1)}}.\end{aligned}\quad (32)$$

Если возьмём значения параметров, которые были приведены в (26)

$$\begin{aligned}r &= 2 \cdot 10^{-3} \text{ м} \\ a &= 5 \cdot 10^{-3} \text{ м}, \\ d &= 1 \cdot 10^{-4} \text{ м} \\ N &= 11\end{aligned}\quad (33)$$

то получим

$$f_0 = (2\pi)^{-1} \omega_0 = 0,380 \cdot 10^9 \text{ Гц}, \quad (34)$$

$$f_{mp} = (2\pi)^{-1} \omega_{mp} = 0,539 \cdot 10^9 \text{ Гц}, \quad (35)$$

т.е. в этой модели ёмкость стала намного больше, а диапазон активных частот сместился вниз на порядок по сравнению с моделью “В”, которая использовала только два, частично перекрывающихся, витка.

Выбирая меньшие размеры и сокращая число витков для того, чтобы повысить частоты до интересующего нас диапазона

$$\begin{aligned}r &= 2 \cdot 10^{-4} \text{ м} \\ a &= 5 \cdot 10^{-4} \text{ м}, \\ d &= 1 \cdot 10^{-5} \text{ м} \\ N &= 3\end{aligned}\quad (36)$$

получаем

$$f_0 = 8,50 \cdot 10^9 \text{ Гц}, \quad (37)$$

$$f_{mp} = 12,05 \cdot 10^9 \text{ Гц}. \quad (38)$$

Отметим, что длина волны в свободном пространстве на плазменной частоте составляет около 3 см, и сравним эту величину с очень небольшим зазором между цилиндрами, составляющим 0.05 см.

Рассчитаем дисперсию μ_{eff} для различных параметров. Для начала возьмём параметры (36). Получающаяся дисперсия μ_{eff} показана на рис. 9.

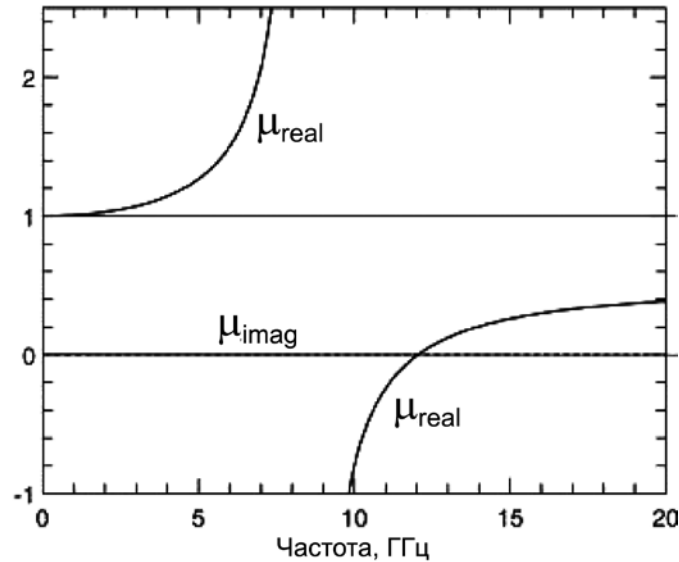


Рис. 9. Частотная дисперсия μ_{eff} в структуре “швейцарский рулет”, рассчитанная для параметров (36) в предположении, что металл не имеет сопротивления

Теперь зададим вопрос: какой эффект вызывается сопротивлением листов? Ниже представлены результаты расчётов для различных значений удельного сопротивления σ , выраженного в Ом \times м (Ω).

На рис. 10 сопротивление увеличивается с 0,1 до 10,0 Ом. Отметим расширение резонанса, взаимосвязанное поведение реальной и мнимых частей магнитной проницаемости μ_{real} и μ_{imag} , диктуемое условием Крамерса-Кронига (Kramers-Kronig), а также тот факт, что удельное сопротивление ограничивает максимальный достигаемый эффект.

Теперь исследуем зависимость от радиуса цилиндров. На рис. 11 радиус цилиндров уменьшён, это уменьшило долю объёма, занятую цилиндрами, и увеличило резонансную частоту в два раза. При уменьшении d , зазора между листами, и увеличении ёмкости в системе резонансная частота возвратилась назад, вниз к её первоначальному значению.

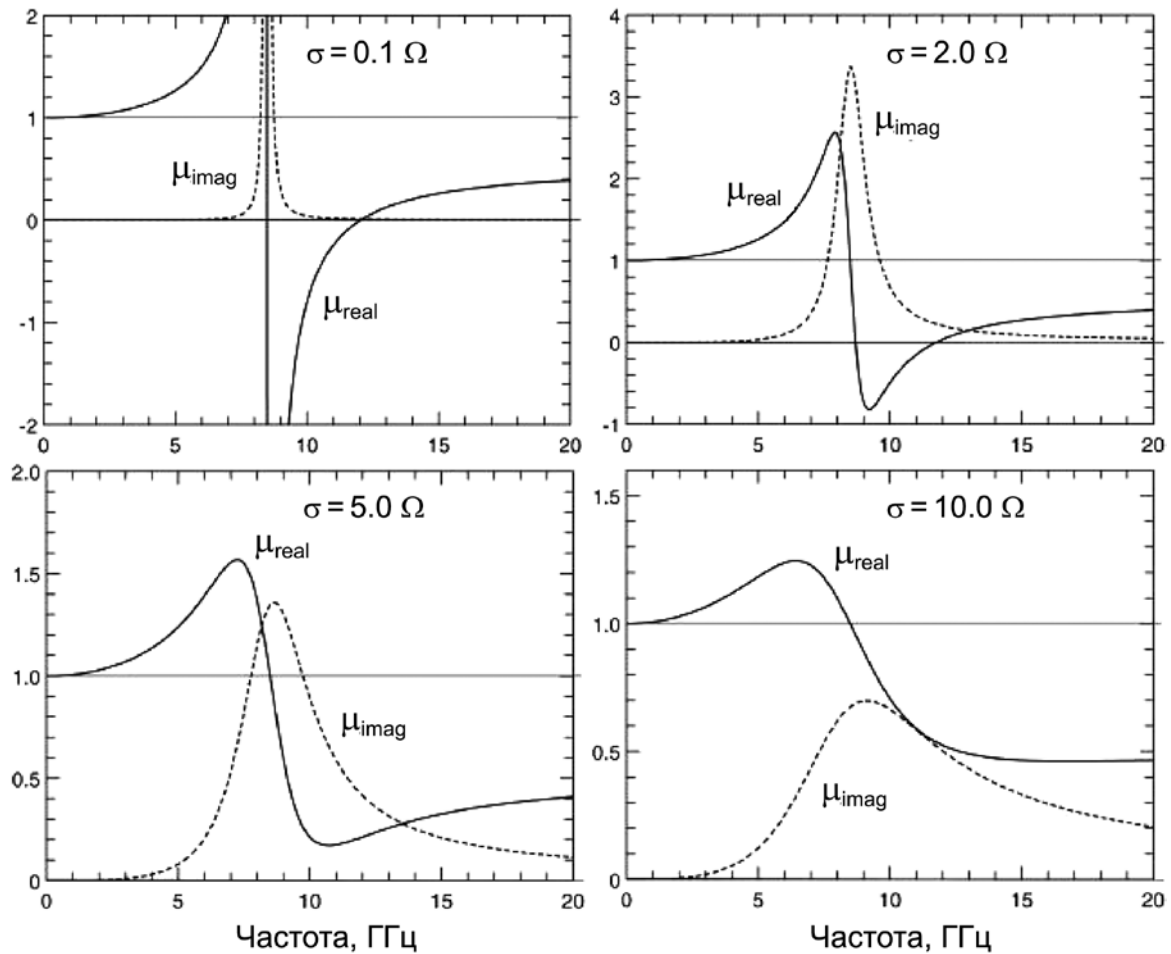


Рис. 10. Частотная дисперсия μ_{eff} в структуре “швейцарский рулет”, рассчитанная для параметров (36) при различных значениях удельного сопротивления листов: 0.1, 2.0, 5.0, 10.0 Ом

Таким образом, используя ёмкостные цилиндрические структуры, подобные структуре “швейцарский рулет”, можно регулировать магнитную проницаемость – обычно в два раза; кроме того, по желанию можно вводить мнимую часть порядка единицы.

Последнее означает, что интенсивность электромагнитной волны, распространяющейся в таком материале, снизилась бы наполовину на пути в одну длины волны. Это приводит к тому, что следует искать широкополосные эффекты, которые сохраняются в большей части диапазона от 2 до 20 ГГц. Однако, если приемлем эффект в узкой полосе частот, то может быть достигнуто восхитительное повышение магнитной проницаемости,

ограниченное только влиянием удельного сопротивления листов и тем, насколько узкую полосу частот можно допустить.

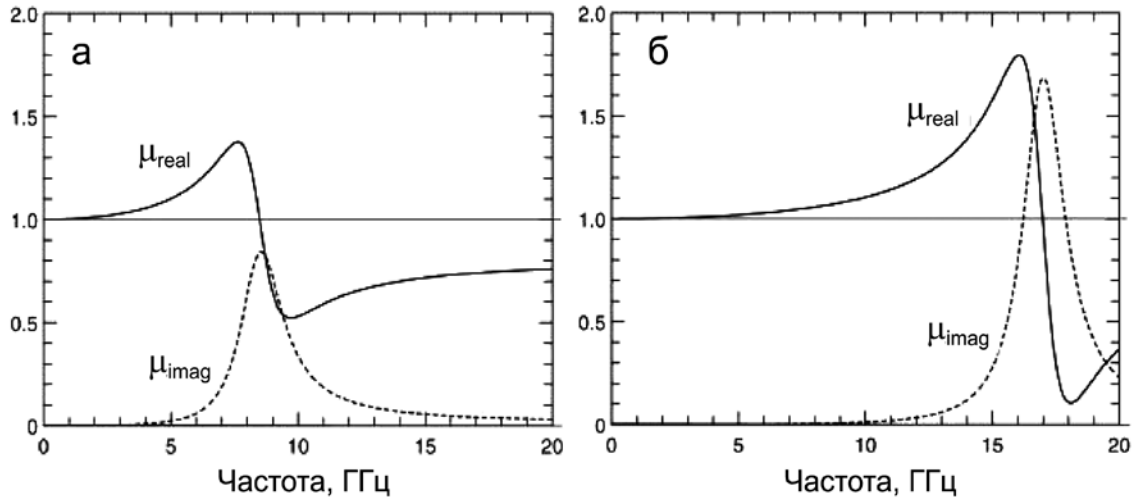


Рис. 11. Частотная дисперсия μ_{eff} в структуре “швейцарский рулет”: (а) – рассчитана для параметров (36), за исключением того, что удельное сопротивление листов теперь составляет 2.0 Ом, а радиус цилиндров был уменьшен от $2.0 \cdot 10^{-4}$ до $12.6 \cdot 10^{-4}$ м, это увеличило резонансную частоту в два раза; (б) – зазор d между листами был уменьшён до $0.25 \cdot 10^{-5}$ м., это возвратило резонансную частоту до первоначального значения

IV. Изотропный магнитный материал

Структуры, представленные выше, демонстрируют магнитные свойства, когда поле направлено вдоль осей цилиндров, но они имеют по существу нулевую магнитную реакцию в других направлениях. С ними связана и другая потенциальная проблема: если рассматривается альтернативная поляризация, когда электрическое поле параллельно цилиндрам, система ведёт себя как эффективный металл, потому что ток свободно течёт вдоль цилиндров. Для некоторых приложений такое сильно анизотропное поведение может быть нежелательным. Поэтому, переделаем систему в целях получения изотропии и уменьшения сугубо электрических эффектов.

Наконец, нужны элементарные ячейки, из которых намного легче, чем из цилиндров, компоновать решётку, и в которых нет непрерывного пути для электрического тока, как в случае металлического цилиндра. Для решения этих проблем предлагается

применить структуры типа “кольца с разрезом”, в которой цилиндр заменён несколькими плоскими дисками, каждый из которых сохраняет конфигурацию “кольца с разрезом”, но в немного изменённой форме (рис. 12).

В первую очередь нужно рассчитать свойства дисков, собранных в виде квадратной решётки, показанной на рис. 13. Эта система является всё ещё анизотропной, но проблема, которую будем рассматривать в данный момент – это устранение непрерывного проводящего пути, который был у цилиндров, и устранение большой электрической активности вдоль этого направления.

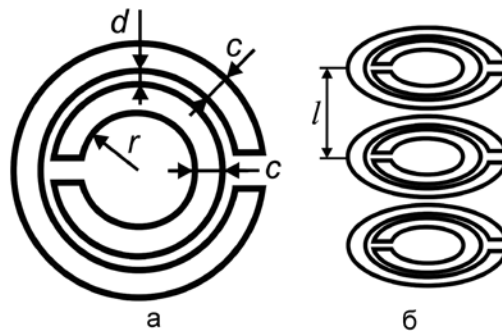


Рис. 12. Плоское изображение единичной структуры “два кольца с разрезами” (а) и кольца с разрезами, собранные в виде стопки (б). Каждое кольцо представляет собой тонкий слой металла. Размеры кольцевых структур представлены в подписи к рис. 13

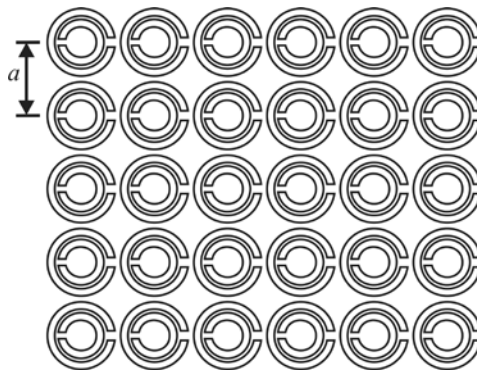


Рис. 13. Вид на плоскую квадратную решётку из структур типа “кольца с разрезом”. Период решётки равен a . Размеры структуры “плоские кольца с разрезом”:

- внутренний радиус $r = 2$ мм
- ширина каждого кольца $c = 1$ мм
- расстояние между краями колец $d = 0,1$ мм
- период (постоянная) решётки $a = 10$ мм

Двухмерная квадратная решётка, как на рис. 13, может быть изготовлена путём печати металлическими чернилами. Если каждый напечатанный лист прикрепить к твёрдому блоку из инертного материала толщиной a , то затем блоки можно складировать в виде стопки, чтобы получить колонны из колец. Это создало бы магнитную активность вдоль направления складирования, т.е. оси z . Элементарная ячейка с такой структурой показана на левой стороне рис. 14.

Как изготовить симметричную структуру? Начнём с только что описанной структуры, содержащей последовательные слои колец, сложенных вдоль z -оси. Затем разрежем структуру на плиты толщиной a , сделаем разрезы в y - z -плоскости (см. обозначение осей на рис. 14), и постараемся избежать повреждения любого из колец. Каждая новая плита содержит слой колец, но сейчас каждое кольцо расположено перпендикулярно плоскости плиты и размещено внутри неё. Напечатаем на поверхность каждой плиты ещё слой из колец и соберём плиты снова вместе. Элементарная ячейка второй структуры показана посередине на рис. 14.

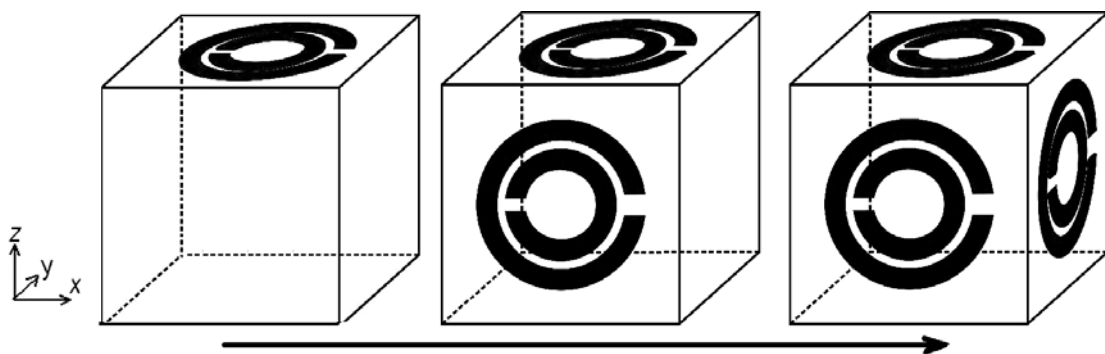


Рис. 14. Построение 3D структуры: каждая последовательная перекомпоновка структуры добавляет кольцо к ещё одной стороне элементарной ячейки

На третьем этапе изготавливаем третий набор плит путём разрезания в x - z -плоскости, затем распечатываем новые кольца на поверхности плит и делаем перекомпоновку. И, наконец, получаем структуру с кубической симметрией, элементарная ячейка которой показана на правой стороне рис. 14.

Альтернативный метод производства такой структуры может начаться с получения набора кубиков из инертного материала и трудоёмкого прикрепления колец к их граням перед сборкой в

решётку. Однако метод вырезания и склейки, который описан выше, намного более эффективен.

Рассчитаем эффективную магнитную проницаемость. Вначале определим ёмкость между двумя элементами разрезанного кольца.

Примем:

$$r \gg c, \quad r \gg d, \quad (39)$$

$$l < r, \quad (40)$$

$$\ln \frac{c}{d} \gg \pi. \quad (41)$$

В этих условиях ёмкость между двумя параллельными секциями металлических полосок единичной длины можно определить по формуле

$$C_1 = \frac{\epsilon_0}{\pi} \ln \frac{2c}{d} = \frac{1}{\pi \mu_0 c_0^2} \ln \frac{2c}{d}. \quad (42)$$

Эффективная магнитная проницаемость, которая рассчитана в предположении, что кольца расположены достаточно близко друг к другу, а магнитные силовые линии генерируются токами в сложенных в стопку кольцах, по существу имеет то же значение, как и в случае непрерывных цилиндров. Но это верно только в том случае, если радиус колец того же порядка, что и размер элементарной ячейки. Итак, получаем:

$$\begin{aligned} \mu_{eff} &= 1 - \frac{\frac{\pi r^2}{a^2}}{1 + \frac{2\kappa_1}{\omega l \mu_0} i - \frac{3l}{\pi^2 \mu_0 \omega^2 C_1 r^3}} \\ &= 1 - \frac{\frac{\pi r^2}{a^2}}{1 + \frac{2\kappa_1}{\omega l \mu_0} i - \frac{3lc_0^2}{\pi \omega^2 \ln \frac{2c}{d} r^3}}, \end{aligned} \quad (43)$$

где σ_1 – сопротивление единичной длины листов, измеренной по окружности.

Чтобы дать некоторые примеры, выберем подходящие параметры:

$$\begin{aligned} a = 1,0 \cdot 10^{-2} \text{ м}, \quad c = 1,0 \cdot 10^{-3} \text{ м}, \quad d = 1,0 \cdot 10^{-4} \text{ м}, \\ l = 2,0 \cdot 10^{-3} \text{ м}, \quad r = 2,0 \cdot 10^{-3} \text{ м}. \end{aligned} \quad (44)$$

Рис. 12 и рис. 13 показывают кольца, нарисованные в масштабе. Приведённые параметры не полностью удовлетворяют всем предъявляемым к ним требованиям в виде соответствующих неравенств, поскольку последние трудно выполнить с приемлемыми значениями параметров. Однако отметим, что неравенства важны только для обеспечения точности выводимых формул, а не для функционирования структуры. Резонансная частота ω_0 , при которой расходятся кривые для $\mu_{eff}(\omega)$, определяется выражением

$$\omega_0^2 = \frac{3lc_0^2}{\pi \ln \frac{2c}{d} r^3} = 7,1 \cdot 10^{21}, \quad (45)$$

откуда

$$\omega_0 = 2\pi \times 135 \text{ ГГц}. \quad (46)$$

Если изготовить кольца с разрезом из плоского слоя меди, легко получить $\sigma_1 \approx 200 \text{ Ом}$. Из рис. 15 видно, что это приведёт к структуре с сильным резонансом.

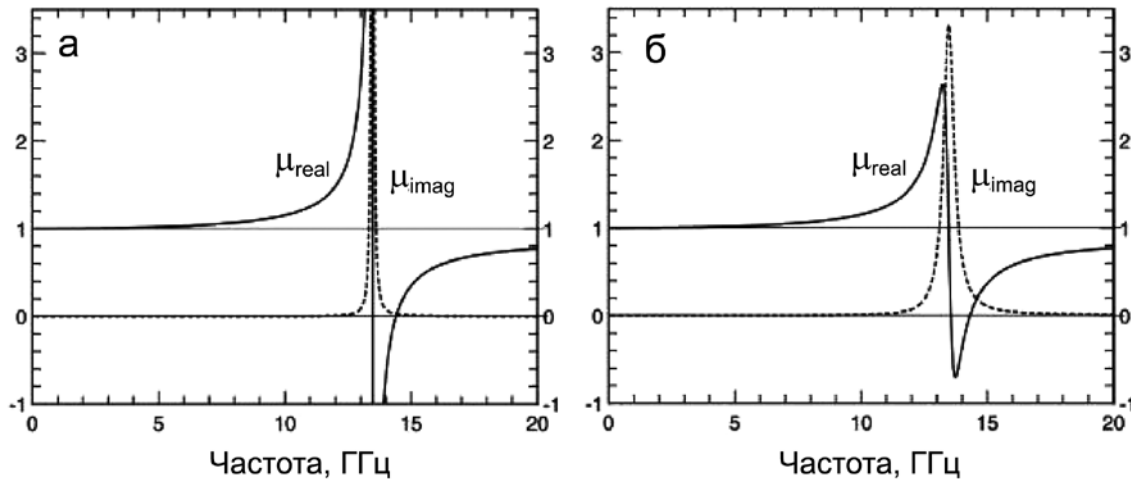


Рис. 15. Графики $\mu_{eff}(\omega)$ для кубической структуры с разрезанными кольцами, рассчитанные с использованием выбранных параметров. а — для медных колец, $\sigma_1 = 200 \text{ Ом}$; б — для колец, имеющих большее сопротивление $\sigma_1 = 2000 \text{ Ом}$

Чтобы увидеть эффект влияния сопротивления, нужно его увеличивать либо выбирая материал, из которого сделаны кольца, с высоким удельным сопротивлением, либо делая их более тонкими.

Зависимость частоты ω_0 от размеров выражает уравнение (45), из которого видно, что резонансная частота изменяется линейно с изменением размеров: если удваивается размер всех элементов в данной структуре, то резонансная частота снижается в два раза. Почти все критические свойства определяются этой частотой.

V. Усиленные нелинейные эффекты

Таким образом, увеличение ёмкости в структуре имеет своим результатом богатое разнообразие магнитного поведения. Как правило, это происходит вследствие резонансного взаимодействия между естественной индуктивностью структуры и ёмкостными элементами, а на резонансной частоте электромагнитная энергия распределяется между магнитными и электростатическими полями в пределах ёмкостной структуры. Чтобы представить себе это более просто, достаточно посмотреть на структуру колец с разрезом, показанную на рис. 12 и рис. 13. Можно видеть, что большая часть электростатической энергии конденсатора сосредоточена в небольшом зазоре между кольцами. Концентрация большей части электромагнитной энергии в этом очень маленьком объёме будет приводить к чрезвычайно повышенной плотности энергии.

Если есть желание усилить нелинейную реакцию данного композита, то поместим небольшое количество вещества в зазоре, где локализованы сильные электростатические поля. Поскольку реакция вещества пропорциональна кубу амплитуды поля, можно ожидать усиления реакции пропорционально квадрату повышения плотности энергии. К тому же – мало того, что структура увеличивает нелинейность, она делает это в манере, очень экономичной по отношению к материалу – меньше чем 1 % структуры должен быть заполнен нелинейным веществом.

Отметим, что имеется симметрия между, с одной стороны, представленными структурами, которые разработаны для генерации магнитной проницаемости и в пределах которых находим усиленные электростатические поля, и, с другой стороны, более ранними структурами из тонких проводников [П2.1, П2.2], которые разработаны для генерации отрицательной электрической проницаемости и в пределах которых находим усиленные магнитные поля.

Теперь рассчитаем плотность энергии в ёмкости между двумя кольцами с разрезами, показанными на рис. 12 и рис. 13. Сначала определим напряжение между двумя кольцами как функцию падающего магнитного поля H_0 . Электрическое поле между двумя половинками колец представлено на рис. 16 и составляет по величине

$$E_{ring} \approx \pi r V_0 d^{-1}, \quad (47)$$

где

$$V_0 = \frac{3li}{2\omega C_1 \pi^2 r^2} \frac{-H_0}{\left[1 - \frac{\pi r^2}{a^2}\right] + \frac{2\kappa_1 i}{\omega \mu_0} - \frac{3l}{\pi^2 \mu_0 \omega^2 C_1 r^3}}. \quad (48)$$

Отсюда получаем, подставляя выражения из (42) и (47) в (48),

$$E_{ring} \approx \frac{3\mu_0 c_0^2 i}{2\omega d r \ln \frac{2c}{d}} \frac{-H_0}{\left[1 - \frac{\pi r^2}{a^2}\right] + \frac{2\kappa_1 i}{\omega \mu_0} - \frac{3lc_0^2}{\pi \omega^2 r^3 \ln \frac{2c}{d}}}. \quad (49)$$

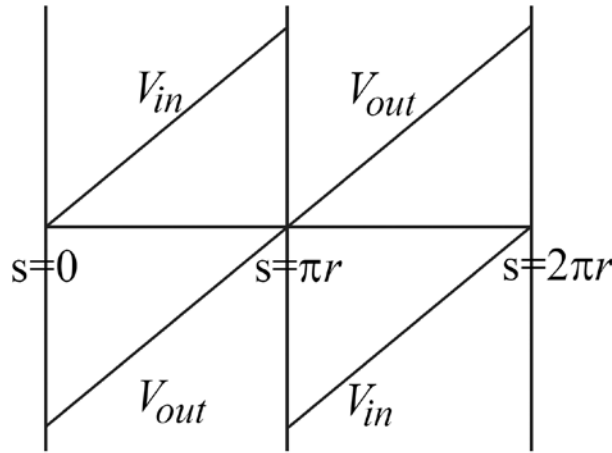


Рис. 16. ЭДС, действующая вокруг одного из листов разрезанного кольца, представленного на рис. 12, как функция расстояния s вокруг кольца. V_{in} обозначает ЭДС на внутреннем кольце, а V_{out} – на внешнем кольце. Отметим, что кольцо имеет разрез в точке $s = 0$, чтобы ЭДС не была закорочена

Теперь положим, что плотность электростатической энергии в падающем электромагнитном поле равна плотности магнитной

энергии, которая, в свою очередь, может быть связана с плотностью электростатической энергии в кольце. Отсюда

$$\frac{\frac{1}{2}\varepsilon_0|E_{ring}|^2}{\frac{1}{2}\mu_0|H_{ave}|^2} = \frac{\varepsilon_0\pi^2 r^2 d^{-2}}{\mu_0} \left| \frac{\frac{3I}{2\omega C_1 \pi^2 r^2}}{1 + \frac{2\kappa_1 i}{\omega \mu_0} - \frac{3I}{\pi^2 \mu_0 \omega^2 C_1 r^3}} \right|^2. \quad (50)$$

Если переписать это уравнение для резонансной частоты, получим следующую очень упрощённую формулу для коэффициента усиления резонансной реакции:

$$\text{Резонансное усиление реакции} = Q = \frac{\frac{1}{2}\varepsilon_0|E_{ring}(\omega_0)|^2}{\frac{1}{2}\mu_0|H_0(\omega_0)|^2} = \left| \frac{\pi\omega^2 r^3 \mu_0}{4\kappa dc_0} \right| \quad (51)$$

Рассмотрим пример со следующими параметрами, которые были использованы для расчёта графиков, приведённых на рис. 15:

$$\begin{aligned} d &= 1,0 \cdot 10^{-4} \text{ м}, \\ l &= 2,0 \cdot 10^{-3} \text{ м}, \\ r &= 2,0 \cdot 10^{-3} \text{ м}, \\ \sigma_1 &= \frac{R}{ct} = 200 \text{ Ом}, \\ \omega_0^2 &= 7,1 \cdot 10^{21}. \end{aligned} \quad (52)$$

Отсюда

$$Q = \left[\frac{\pi\omega_0^2 r^3 \mu_0}{4\kappa \sigma_1 dc_0} \right]^2 = 2,1853 \cdot 10^7. \quad (53)$$

Более детальную картину усиления реакции в зависимости от частоты показывает рис. 17.

Итак, например, микроволновый луч на частоте 13.41 ГГц с плотностью потока мощности 10^4 Вт/м^2 имеет напряжённость электрического поля порядка $2 \cdot 10^3 \text{ В/м}$ в вакууме. Если этот луч падает на нашу магнитную структуру и полностью проходит в неё, то он будет

генерировать поле с напряжённостью порядка 10^7 В/м в зазоре между разрезанными кольцами или порядка 10^3 В между краями двух колец – этого более чем достаточно, чтобы вызвать электрический пробой в воздухе. Очевидно, что эти структуры имеют значительный потенциал для усиления нелинейных эффектов. Кроме того, требуется небольшой объём нелинейной среды, в пределах которого концентрируется энергия, это открывает возможность использования небольших количеств дорогостоящего материала и снижения требований к его механической прочности в отличие от случая большой структуры.

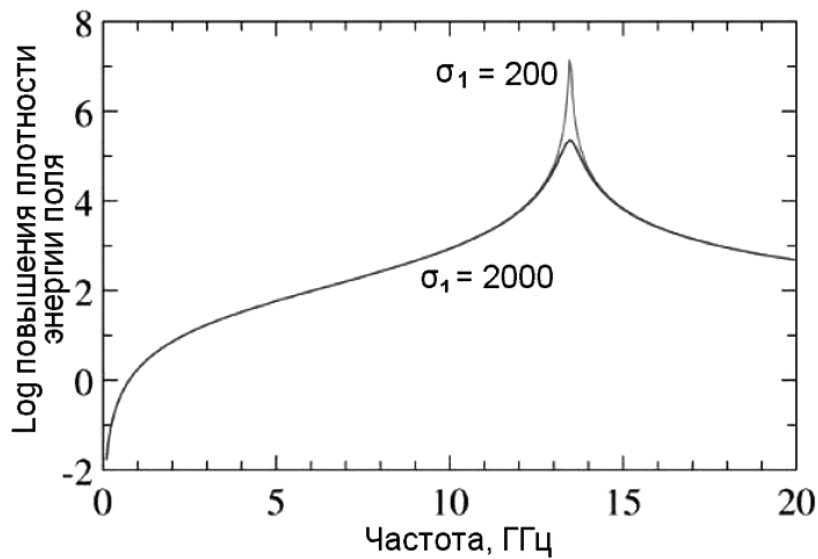


Рис. 17. Повышение плотности энергии электрического поля в зазоре между разрезанными кольцами (см. рис. 12 и рис. 13) для двух различных значений удельного сопротивления металлического листа. Соответствующие значения μ_{eff} показаны на рис. 15

Попутно проведём аналогию с рамановским рассеиванием, стимулированным поверхностью (*surface-enhanced Raman scattering – SERS*), наблюдаемым на грубых металлических поверхностях – обычно на поверхностях серебра. Рамановский сигнал от молекул, абсорбированных на этих поверхностях, может усиливаться на коэффициент порядка 10^6 по сравнению с сигналом, наблюдаемым на изолирующих поверхностях. Эффект Рамана пропорционален второй степени плотности электромагнитной волны на поверхности, и известно, что неоднородность поверхности может увеличить локальную плотность в 10^3 - 10^4 раз – отсюда восхитительное усиление

эффекта Рамана (см. [П2.8] для дальнейших деталей и ссылок). Очень похожее местное увеличение имеет место в нашей системе, и ожидается его эксплуатация аналогичным образом.

В заключение отметим следующее. Было показано, как надо проектировать структуры, выполняемые из немагнитных тонких листов металла и реагирующие на микроволновое излучение, как будто они имеют эффективную магнитную проницаемость. Широкий диапазон значений магнитной проницаемости может быть получен путём изменения параметров структур. Поскольку активный компонент в структурах – металлическая плёнка занимает очень малую долю объёма, обычно 10^{-4} , структуры могут быть очень лёгкими и могут прикрепляться к прочному изоляционному материалу с гарантией общей механической прочности без ухудшения магнитных свойств. Вполне вероятно, что структуры найдут применение из-за их способности концентрировать электромагнитную энергию в очень малом объёме, многократно повышая её плотность и значительно усиливая любой из существующих нелинейных эффектов.

ПРИЛОЖЕНИЕ 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОГО МЕТАМАТЕРИАЛА В ВИДЕ СЕТКИ

Высокий показатель качества метаматериала с отрицательным показателем преломления ($|\text{Re}n_{\text{eff}}|/\text{Im}n_{\text{eff}}$ или $|n'|/n''$) был достигнут при использовании структур типа рыболовной сетки с прямоугольными ячейками – отверстиями (см. табл. 5.1). Этот тип структур теоретически исследовался американскими учёными в работе [ПЗ.1] и в дальнейшем была реализована в виде экспериментальных образцов¹, подтвердивших её эффективность. Авторы [ПЗ.1] продемонстрировали посредством численного моделирования возможность получения метаматериала с одновременно отрицательными ϵ и μ при относительно небольших потерях в области ближнего ИК. Они представили результаты параметрических исследований, необходимых для выбора оптимальной структуры метаматериала с отрицательным показателем преломления. При этом структура в виде сетки вполне технологична при использовании стандартных методов микроэлектроники.

Поскольку изучение работы [ПЗ.1] важно с научно-методической точки зрения, был выполнен её адаптированный перевод на русский язык, который в сокращённом виде представлен в данном разделе.

Описание сеточной структуры и метода моделирования

Сначала рассмотрим схему, как из магнитных и электрических структур можно получить метаматериал с конфигурацией типа рыболовной сетки с прямоугольными ячейками.

На рис. ПЗ.1а² показана магнитная структура в виде скоб (или спаренных букв Ω), обладающая отрицательной магнитной проницаемостью [ПЗ.2]. Эта структура представляет собой массив колебательных LC-контуров, индуктивность которых ассоциируется со скобообразной геометрией проводников и механической инерцией

¹ См. раздел 5.5.

² Порядок и нумерация рисунков в данном разделе (Приложение 3) соответствуют статье [ПЗ.1].

электронов (т.е. кинетической индуктивностью¹), а ёмкость образована поверхностью плоских оснований. Очевидно, что такая геометрия является одним из вариантов резонаторов в виде разрезанного кольца (SRRs). Более простым по конфигурации, но более высокочастотным вариантом Ω -образной структуры, являются спаренные металлические полоски конечной ширины, направленные параллельно вектору магнитного поля и разделённые слоем диэлектрика, как показано на рис. ПЗ.1б. Эти спаренные полоски² образуют распределённые индуктивности и ёмкости и соответствующие им LC-контуры.

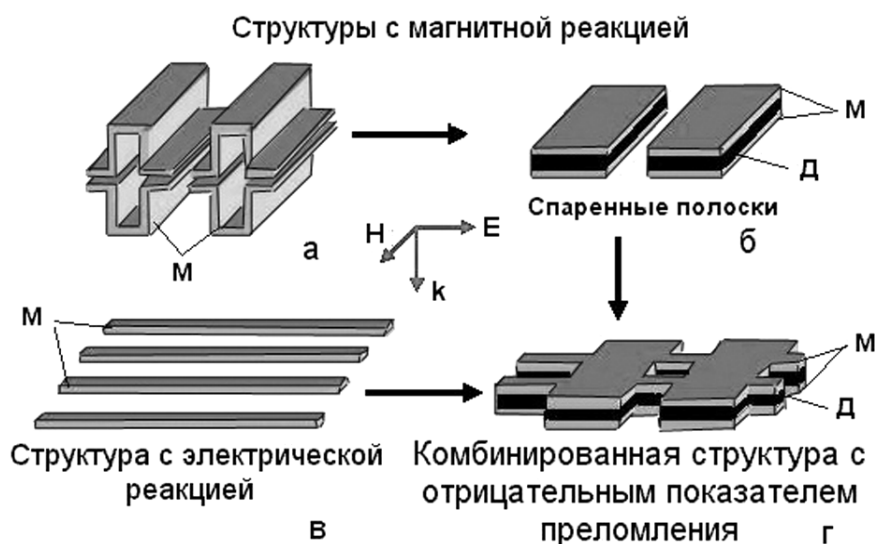


Рис. ПЗ.1. Схема получения метаматериала с отрицательным показателем преломления в виде сетки. Д – диэлектрик, М – металлическая плёнка (золото). Адаптировано из [П.3.1]

Хорошо известно, что массив тонких металлических проводников, направленных вдоль вектора электрического поля (рис. ПЗ.1в) приводит к отрицательной ϵ , а объединение структур, показанных на рис. ПЗ.1б и рис. ПЗ.1в, обеспечивает метаматериалу как магнитную, так и электрическую реакцию, и может привести к отрицательному показателю преломления. Вопрос заключается в том, как добавление тонких проводников влияет на резонанс магнитной структуры? Этот аспект и будет изучаться ниже путём сравнения оптических свойств комбинированной структуры в виде сетки,

¹ См. раздел 5.1.

² См. раздел 5.3.

показанной на рис. ПЗ.1г (с тонкими металлическими проводниками вдоль электрического поля), со свойствами структуры, показанной на рис. ПЗ.1б (без металлических проводников).

Моделирование сеточного метаматериала выполнялось с помощью алгоритма/кода “Точного анализа связанных волн” (Rigorous coupled-wave analysis – RCWA), обычно используемого для расчёта пропускания и отражения от периодических структур [ПЗ.3]. При моделировании полагали, что свет падает по нормали к поверхности сетки, а средой падения и выхода излучения является воздух. 19 порядков дифракции учитывалось в обоих направлениях – этого было достаточно для получения хорошей сходимости для всех исследуемых структур. Ранее этот метод продемонстрировал очень хорошее согласие с экспериментом при анализе подобной структуры [ПЗ.4].

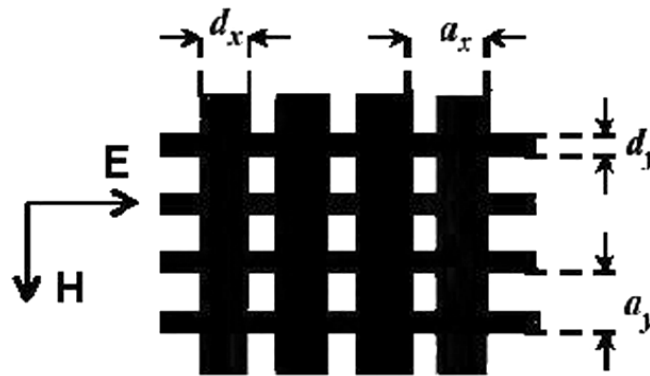


Рис. ПЗ.2. Вид сверху на метаматериал в виде сетки с обозначением конструктивных размеров. Адаптировано из [ПЗ.1]

Геометрические параметры сеточной структуры обозначены на её виде сверху на рис. ПЗ.2. Периоды 2D решётки a_x и a_y были зафиксированы и равны 801 нм, что меньше резонансной длины волны около 2 мкм. Показатель преломления диэлектрика между плёнками золота был принят 1,5. Толщины слоёв Au/диэлектрик/Au были равны 30/60/30 нм, соответственно. При моделировании для изучения магнитной и электрической реакции сеточной структуры изменялась ширина золотых линий (полосок) решётки d_x и d_y . После расчёта комплексных коэффициентов пропускания и отражения с помощью RCWA-кода по их значениям восстанавливались (определялись) эффективный показатель преломления и импеданс по методу, изложенному в работах [ПЗ.5].

Использование модели эффективной среды для расчёта распространения волны в вертикальном направлении (z) является оправданным при наличии периодической структуры в плоскости x - y в масштабах, сравнимых с длиной волны. Очевидно, что периоды решётки a_x и a_y , равные 801 нм, значительно меньше резонансной длины волны 2 мкм. Расчёты были выполнены для одной трёхслойной сеточной структуры, а толщина метаматериала в z -направлении была равна физической толщине трёх слоёв.

Результаты моделирования при использовании дисперсионных параметров для объёмного золота

Сначала исследуем магнитную резонансную структуру, показанную на рис. ПЗ.1б (т.е. при $d_y = 0$). Были рассчитаны структуры с тремя различными значениями ширины золотых линий (полосок) решётки ($d_x = 400$ нм, 500 нм и 600 нм) с целью исследования влияния ширины линии d_x на положение и силу магнитного резонанса. При расчётах были использованы дисперсионные параметры для объёмного золота [ПЗ.6].

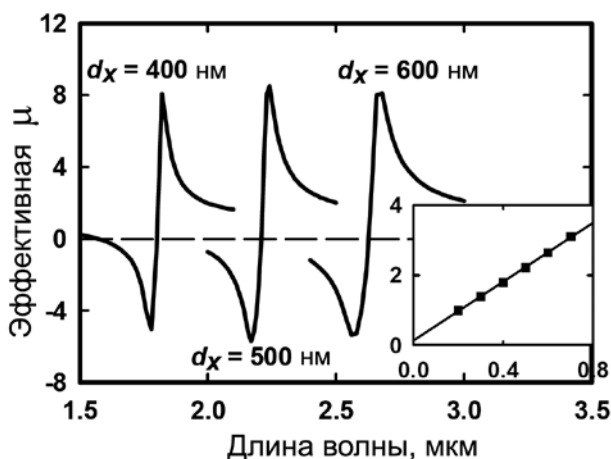


Рис. ПЗ.3. Эффективная магнитная проницаемость при различной ширине золотых полосок d_x для структуры, показанной на рис. ПЗ.1б. На вставке показана длина волны резонансного пика в зависимости от ширины полосок d_x (в мкм). Адаптировано из [ПЗ.1]

Как видно на рис. ПЗ.3, резонансная длина волны увеличивается с увеличением ширины линии d_x . Эту тенденцию можно качественно объяснить сдвигом резонанса в эквивалентном LC-контуре: более

широкая золотая полоска в решётке соответствует большим значениям ёмкости, которые, в свою очередь, приводят к большим резонансным длинам волн. Как показывает вставка на рис. ПЗ.3, резонансная длина волны линейно зависит от ширины линии d_x . В дальнейшем при моделировании 2D структуры с отрицательным показателем преломления была использована ширина линии $d_x = 500$ нм.

При расчёте пропускания и отражения также варьировалась ширина золотых линий (полосок) решётки вдоль направления электрического поля d_y в диапазоне от 100 нм до 500 нм. Рис. ПЗ.4 показывает рассчитанные спектры пропускания.

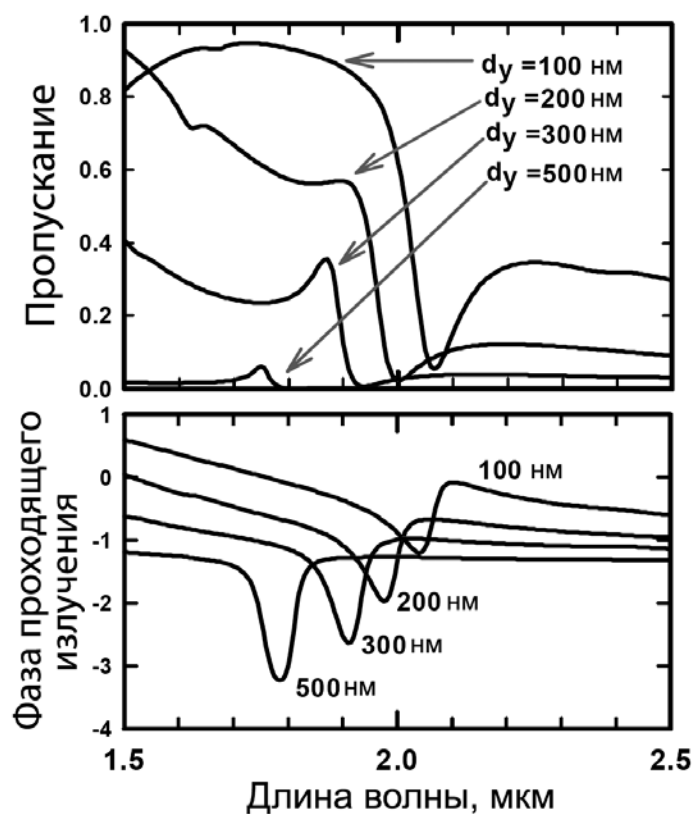


Рис. ПЗ.4. Вверху – спектры пропускания образцов с различной d_y при $d_x = 500$ нм (см. рис. ПЗ.2). Внизу – изменение фазы проходящего излучения. Адаптировано из [ПЗ.1]

С увеличением d_y резонансы сдвигаются в сторону более коротких длин волн, что указывает на взаимодействие электрических и магнитных структур. Пропускание уменьшается, а отражение возрастает, когда d_y становится больше, из-за эффектов поляризации

металла. При малых d_y резонанс характеризуется провалом в спектре пропускания, но когда d_y большая, формируется чёткий пик. Фаза проходящего излучения характеризуется провалом при резонансе, что характерно для материала с отрицательным показателем преломления.

Полученные данные по спектрам пропускания и отражения позволили восстановить (определить) эффективный показатель преломления и импеданс. Эти параметры показаны на рис. ПЗ.5.

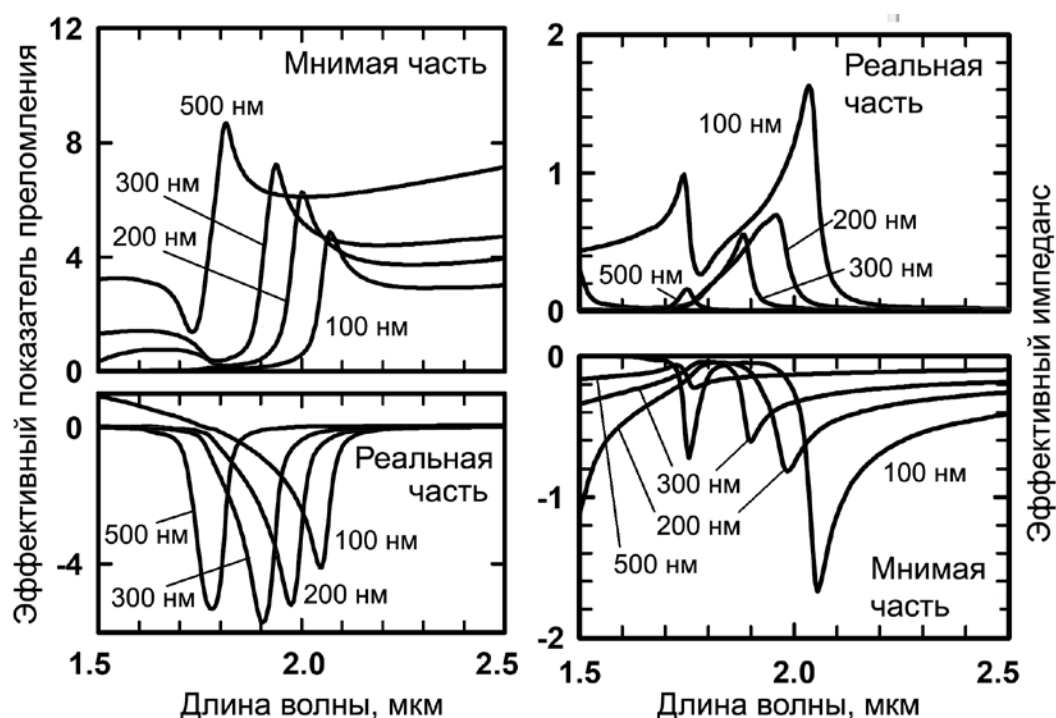


Рис. ПЗ.5. а – реальная и мнимая части эффективного показателя преломления при различных d_y ; б – реальная и мнимая части эффективного импеданса. Адаптировано из [ПЗ.1]

Ширина полосы отрицательного преломления примерно соответствует ширине провала фазы на рис. ПЗ.4. Для разных значений параметра d_y минимальные значения реальной части показателя преломления составляют от -4 до -6 . Эти значения первоначально увеличиваются с шириной линии, достигая пика при $d_y = 300$ nm, а затем уменьшаются. Из рис. ПЗ.4 и рис. ПЗ.5а следует, что образец с $d_y = 100$ nm обеспечивает пропускание более 80 % в области с отрицательным показателем преломления. В то же время образец с большей величиной d_y пропускает меньше 10 %. Данные по импедансу структуры, показанные на рис. ПЗ.5б, объясняют высокое

пропускание при малом d_y : реальная часть импеданса (~ 1) ближе к условию согласования импедансов.

На рис. ПЗ.6 показан ещё один интересный параметр – отношение реальной и мнимой частей n , которое является хорошим показателем “качества” отрицательного преломления. Для узких линий (полосок) металла вдоль электрического поля, это отношение достигает 6, а когда d_y увеличивается, максимум отношения сдвигается по диапазону и снижается.

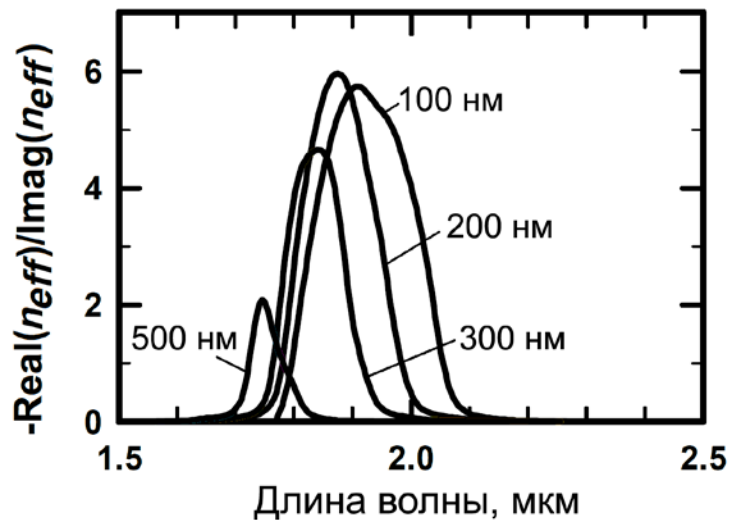


Рис. ПЗ.6. Соотношение реальной и мнимой частей эффективного показателя преломления при различных d_y . Адаптировано из [ПЗ.1]

После того как определены эффективный показатель преломления и импеданс (ζ), можно вычислить эффективную магнитную проницаемость μ и диэлектрическую проницаемость ϵ по формулам $\mu = n\zeta$ и $\epsilon = n / \zeta$, n – реальная (вещественная) часть которых показаны на рис. ПЗ.7. Максимальная отрицательная магнитная проницаемость уменьшается с увеличением ширины линии, что отчасти вызвано уменьшением коэффициента заполнения магнитной резонансной структуры. Абсолютное значение эффективной диэлектрической проницаемости увеличивается с шириной линии, поскольку возрастает экранирование металлическими полосками. Увеличение $|\epsilon|$ компенсирует снижение $|\mu|$; это объясняет относительную стабильность максимума $-|n|$. Однако импеданс метаматериала сильнее отличается от импеданса воздушной среды при увеличении d_y ; это приводит к гораздо меньшему пропусканию.

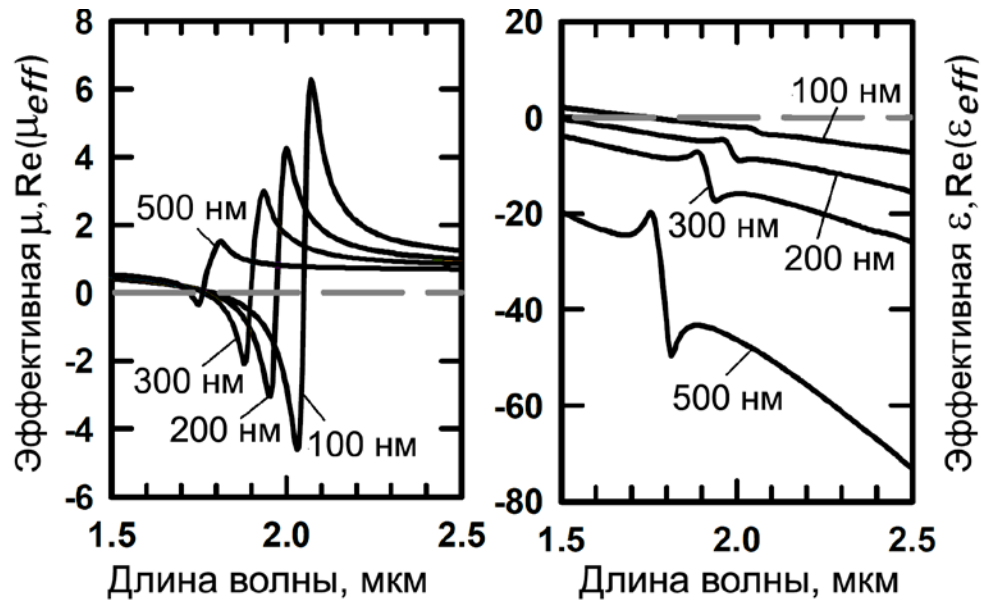


Рис. ПЗ.7. Реальные части эффективных проницаемостей (а – магнитной, б – диэлектрической) при различных d_y . Адаптировано из [ПЗ.1]

Из рис. ПЗ.5 и рис. ПЗ.7 видно, что эффективная магнитная проницаемость образца с наибольшей d_y имеет небольшое отрицательное значение в диапазоне отрицательного преломления. Это очень похоже на случай в работе [ПЗ.4]; где отрицательное преломление в основном обусловлено действительной частью диэлектрической проницаемости и мнимой частью магнитной проницаемости. Такое наблюдается в структурах с большими потерями. Для образца с $d_y = 100$ нм в большей части диапазона отрицательного преломления обе реальные (действительные) части диэлектрической и магнитной проницаемостей являются отрицательными. Таким образом, реализован “двойной отрицательный” материал со значительно сниженными потерями.

Теперь мы покажем, что простая модель Лоренца (Lorentz) отлично описывает результаты моделирования. В модели Лоренца магнитная проницаемость выражается следующим образом [ПЗ.5(O'Brien *et al.*), ПЗ.7]:

$$\mu(\omega) = \mu_\infty - \frac{f\omega_0^2}{\omega^2 - \omega_0^2 + j\gamma\omega}, \quad (\text{ПЗ.1})$$

где f – коэффициент заполнения, а μ_∞ – эффективная проницаемость для длин волн гораздо выше резонанса. Как показано в

работе [ПЗ.8], $\mu_\infty \neq 0$ в 2D решётке из отверстий в металлической плёнке, поэтому этот параметр определялся из данных нашего моделирования. Было установлено, что он примерно равен 0,6 для всех значений параметра d_y . На рис. ПЗ.8 показано, как формула (ПЗ.1) отлично аппроксимирует результаты расчёта магнитной проницаемости при $d_y = 100$ нм, когда имеет место сильнейший магнитный резонанс.

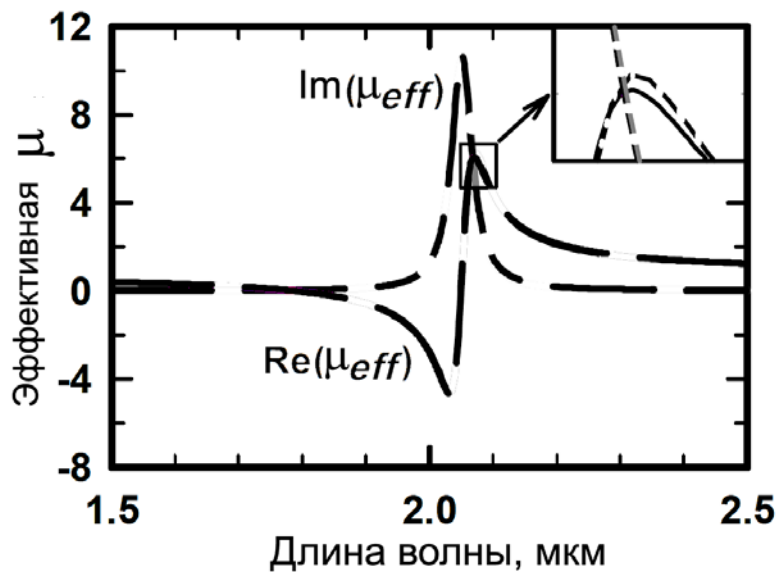


Рис. ПЗ.8. Сопоставление RCWA моделирования реальной и мнимой частей магнитной проницаемости и расчёта по формуле Лоренца (ПЗ.1). Кривые по результатам моделирования показаны пробелами, кривые по формуле Лоренца показаны отрезками линий. Адаптировано из [ПЗ.1]

Таблица ПЗ.1. Параметры для модели Лоренца, см. формулу (ПЗ.1)

d_y (нм)	f	ω_0 (эВ)	λ_0 (мкм)	γ (эВ)	$\hbar\omega_0 / \gamma$
100	0,201	0,605	2,05	0,0106	10,72
200	0,154	0,628	1,97	0,0136	6,93
300	0,112	0,651	1,90	0,0161	4,59
500	0,045	0,699	1,77	0,0198	1,57

В табл. ПЗ.1 приведены параметры для модели Лоренца, см. формулу (ПЗ.1), при различных d_y . Фактор заполнения f уменьшается от 0,2 до 0,045 при увеличении d_y от 100 нм до 500 нм. При расширении линии d_y резонансная частота ω_0 несколько увеличивается (резонансная длина волны λ_0 , соответственно, уменьшается), а коэффициент диссипации γ (потерь из-за рассеивания электронов в металле) повышается примерно в 2 раза. Из формулы (ПЗ.1) следует, что сила резонанса пропорциональна $\hbar\omega_0/\gamma$, поэтому показанное на рис. ПЗ.7 уменьшение силы резонанса с увеличением d_y является результатом снижения коэффициента заполнения f и увеличения коэффициента диссипации γ .

Моделирование с учётом потерь из-за рассеивания в золоте

При вышеописанном моделировании использовались дисперсионные/диэлектрические параметры объёмного золота. Однако рассеяние электронов в тонких Au-плёнках, осаждённых путём испарения металла, как правило, больше, чем в объёмном золоте. Теперь покажем, что по-прежнему можно получить одновременно отрицательные диэлектрическую и магнитную проницаемости у структур с тонкими металлическими проводниками вдоль электрического поля даже при более высоком рассеивании в золоте (как определено в предыдущих экспериментах [ПЗ.4], в плёночном золоте оно выше примерно в 3 раза).

В данном исследовании зафиксируем геометрию структуры ($d_x = 500$ нм и $d_y = 100$ нм) и увеличим потери, вызванные рассеиванием в Au-плёнках, в 2 и 3 раза по сравнению с массивным золотом. Рис. ПЗ.9а показывает реальные и мнимые части эффективного показателя преломления для трёх различных значений параметра рассеивания в золоте. На коротковолновой стороне резонанса, которая имеет меньшую мнимую часть, реальная часть показателя преломления уменьшается с ростом потерь, но увеличивается мнимая часть. На рис. ПЗ.9б построен график для показателя качества (т.е. для отношения $(-n')/n''$ или $-\text{Re}(n_{\text{eff}})/\text{Im}(n_{\text{eff}})$). Максимум отношения имеет место на той же длине волны для трёх параметров рассеивания, но спадает с 6 до 2 при тройном возрастании потерь. Тем не менее, в значительном диапазоне длин волн показатель качества больше единицы.

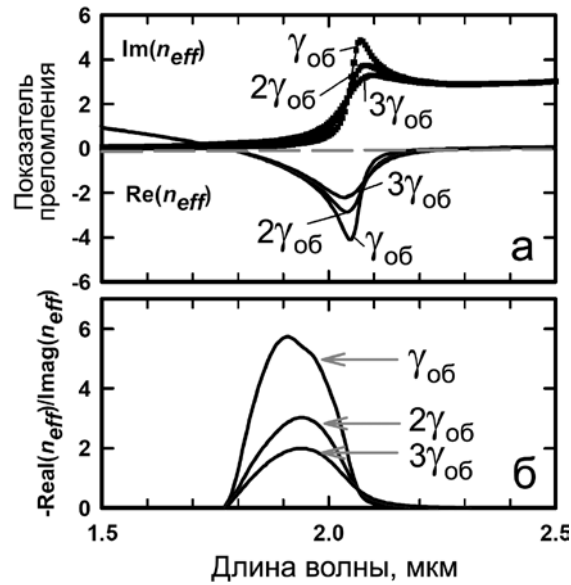


Рис. ПЗ.9. а – реальные и мнимые части эффективных показателей преломления при различных потерях, вызванных рассеиванием ($\gamma_{об}$ – коэффициент потерь из-за рассеивания электронов в объёмном золоте); б – показатель качества метаматериала при различных потерях. Адаптировано из [ПЗ.1]

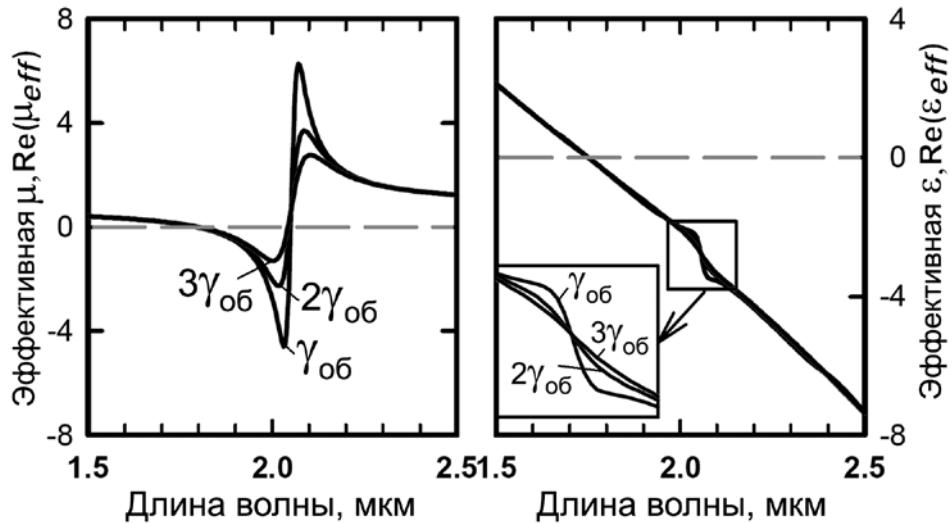


Рис. ПЗ.10. Реальные части эффективных проницаемостей (а – магнитной, б – диэлектрической) при различных потерях, вызванных рассеиванием (γ – коэффициент потерь из-за рассеивания электронов в объёмном золоте). Адаптировано из [ПЗ.1]

Были определены эффективные магнитная и диэлектрическая проницаемости, которые показаны на рис. ПЗ.10. Видно, что потери из-за рассеивания в основном влияют на магнитную проницаемость; влияние на диэлектрическую проницаемость не сильное. Диапазон, в котором обе магнитная и диэлектрическая проницаемости являются отрицательными, соответствует области отрицательной рефракции на рис. ПЗ.9.

Выводы

В данной расчётной работе, продолжающей экспериментальные исследования материала с отрицательным показателем преломления в ближней ИК области [ПЗ.4], систематически изучалось влияние на отрицательный показатель преломления геометрии металлических частей и потерь в них из-за рассеивания электронов.

Результаты моделирования показывают, что сеточная NIM-структура (т.е. структура с отрицательным показателем преломления) может быть улучшена для одновременного проявления отрицательной магнитной проницаемости и отрицательной диэлектрической проницаемости, то есть она может проявлять себя как дважды отрицательный материал. В отличие от работ [ПЗ.4,ПЗ.9] данная улучшенная структура имеет гораздо меньшие потери и намного лучшее согласование импеданса, поэтому она обладает гораздо более высоким пропусканием. Это должно привести к её более широкому применению. Кроме того, хотя рассматриваемая сеточная структура характеризуется минимальным размером элементов ~ 100 нм, её можно достаточно легко изготовить в виде образца с большой площадью поверхности, применяя стандартные методы оптической интерферометрической литографии.

ПРИЛОЖЕНИЕ 4. ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ПОЛУЧЕНИЯ ФОТОННЫХ МЕТАМАТЕРИАЛОВ

В данном приложении систематизированы сведения о технологических аспектах производства фотонных метаматериалов, обладающих эффектом отрицательного преломления главным образом в области ближнего ИК и видимого света, т.е. на частотах в сотни терагерц. Физические основы функционирования фотонных (оптических) метаматериалов различной конфигурации рассматривались в 5-й главе.

Приложение представляет собой адаптированное сокращённое изложение ранее опубликованной обзорной статьи авторов [П4.1]. В какой-то степени материал данного приложения уже рассматривался в предыдущих разделах книги, но авторы сознательно повторили его, чтобы обеспечить полноту обсуждения вопроса.

Введение

Основной способ получения большинства известных фотонных метаматериалов основан на их “сборке” из огромного количества миниатюрных дискретных модулей, ячеек или наночастиц (см [П4.2] и литературу, цитированную в разделах 2-7). Эти модули (ячейки, наночастицы) иногда называют “метаатомами”. Ясно, что они не являются реальными атомами, но состоят из них, т.е. изготавливаются из обычного вещества – металла, диэлектрика, полупроводника. Размеры метаатомов существенно превышают атомные размеры. Они образуют пространственную структуру типа искусственной кристаллической решётки, поэтому количество метаатомов даже в небольшом кусочке метаматериала достигает 10^3 - 10^9 . При этом отметим, что у метаатомов отсутствует химическая связь друг с другом в отличие от атомов в многоатомных молекулах обычных материалов. Отсюда понятна разница в технологиях получения обычных материалов и метаматериалов. Первые получают металлургическим путём или химическим синтезом из атомов химических элементов, вторые – компоновкой из искусственно

созданных метаатомов, изготавливаемых методами микро- и нанотехнологий.

Внешне метаатомы представляют собой крошечные образования (наночастицы) из отрезков проволочек, полосок, пластинок, стержней, дисков, колец, спиралек, шариков, плёнок, покрытий, многослойных структур; они могут быть в виде некоторой системы отверстий в плоских элементах, наконец, они могут быть в виде нанокластеров. При этом важно то, что конфигурация и свойства метаатомов электромагнитных метаматериалов обеспечивает выполнение ими функций простейших конденсаторов, индуктивностей, колебательных контуров или миниатюрных (нано)резонаторов. Тонкие слои из метаматериалов, нанесённых на подложку, называют метаплёнками или метапокрытиями. В простейшем случае метаплёнка представляет собой однослойную узорчатую плёнку из металла, полупроводника, диэлектрика или магнитного материала на диэлектрической или полупроводниковой подложке. Рисунок узора определяется конфигурацией указанных выше электро(радио)элементов.

Метаматериалы можно рассматривать как композиты, гетерогенная среда которых содержит включения, но в данном случае в отличие от других типов композитных материалов включения представляют собой миниатюрные, наноразмерные электро(радио)элементы. Благодаря такого рода включениям метаматериалы обладают уникальными электро(радио)физическими и оптическими свойствами, обусловленными резонансным взаимодействием с электромагнитным полем. В частности, метаматериалы могут обладать отрицательной диэлектрической или магнитной проницаемостью, а фазовая и групповая скорости электромагнитной волны могут иметь противоположные направления, приводя к отрицательной рефракции. Многократное локальное усиление поля в области резонирующего метаатома позволяет реализовать различные нелинейные эффекты [П4.3].

Отдельную группу составляют так называемые киральные (chiral) метаматериалы, которые содержат дискретные наномодули, по-разному рассеивающие право- и левополяризованный свет, а также анизотропные и бианизотропные среды [П4.4].

В последнее время наметился другой подход к получению фотонных метаматериалов, основанный на использовании не дискретных метаатомов, а нанослойных сред с распределённым (градиентным) изменением электромагнитных свойств: диэлектрической проницаемости $\varepsilon(x, y, z)$, магнитной проницаемости

$\mu(x, y, z)$, показателя преломления $n(x, y, z)$ [П4.5.]*. Эти материалы представляют собой разновидность градиентной оптики [П4.6] и образуют своеобразную 1D, 2D или 3D распределённую периодическую структуру. Конструкторско-технологические аспекты получения подобных метаматериалов ещё только разрабатываются, но предполагается, что их технология может быть более простой, чем технология получения материалов с дискретными метаатомами.

В данном обзоре рассматриваются технологические аспекты получения дискретно-структурированных метаматериалов с резонансной реакцией, способных работать в оптическом диапазоне волн, в том числе некоторые перспективные методы реализации 3D фотонных метаматериалов. Важность обсуждения вопросов технологии обусловлена тем, что без неё невозможно реализовать теоретические разработки метаматериалов.

Требования к размерам структурных модулей метаматериалов (метаатомов)

У “правильных” метаматериалов размеры резонирующих метаатомов должны быть намного меньше длины электромагнитной волны, чтобы волна “не видела” отдельных метаатомов по аналогии с тем, как световая волна “не видит” отдельных атомов обычного материала. В этом случае фотонный метаматериал можно рассматривать как сплошную однородную среду, а не как электрическую схему из дискретных радиоэлементов, где волна взаимодействует с каждым элементом независимо, последовательно. Приведём некоторые оценки соотношения длин волн и размеров структурных частей разных материалов.

В обычном кристалле атомы расположены периодическим образом с периодом (постоянной) кристаллической решётки около половины нанометра. Эта величина меньше длины волны видимого света на несколько порядков и тем более меньше волн тера- и гигагерцевого диапазонов. Например, длина волны зелёного света составляет около 500 нм, а длина волны для оптической связи на частоте 200 ТГц составляет 1,5 мкм, поэтому для данного направления распространения в обычном кристалле световая волна “видит” практически однородную среду, т.е. оно “не видит” основную периодичность из атомов, а только базовые симметрии кристалла.

* См. также раздел 7.3

Отсюда, для видимого света и ближнего ИК диапазона в случае фотонных метаматериалов максимальный размер метаатомов и расстояний между ними должны быть порядка 50-100 нм, и здесь нужна нанотехнология! Для сантиметровых волн размеры метаатомов могут быть больше – до нескольких миллиметров, и можно использовать технологии обычной радиоэлектроники.

В результате, фотонный метаматериал можно характеризовать различными параметрами, применяемыми к сплошной среде, например, эффективными коэффициентами отражения, пропускания, поглощения излучения, диэлектрической и магнитной проницаемостями, показателем преломления. Изменяя соответствующим образом структурные модули метаматериала – метаатомы, можно независимо управлять эффективными значениями диэлектрической и магнитной проницаемостей.

Сейчас по мере разработки новых наноструктур удаётся получать метаматериалы, проявляющие свои неординарные свойства на всё более коротких длинах волн; по крайней мере, они уже зафиксированы на $\lambda \sim 700$ нм, т.е. метаматериалы уже продвинулись в диапазон видимого света¹. Осуществление такого продвижения связано с технологическими трудностями изготовления наноразмерных метаатомов и получения отношения длины волны к размеру структурных элементов больше 5-10, другой проблемой является возрастание потерь в метаатомах.

В последние десятилетия также активно изготавливаются и изучаются новые оптические материалы с периодической структурой, известные как фотонные кристаллы². Эти материалы обладают на определённых длинах волн запрещёнными фотонными зонами. Определение “фотонные кристаллы” было введено Э. Яблоновичем (E. Yablonovitch) в конце 80-тых годов [П.4.7]. Он конкретизировал условие применимости этого определения – наличие высокого контраста показателя преломления в 2D или 3D периодической структуре. Примером фотонных кристаллов являются искусственные опалы (синтетические опаловые матрицы), состоящие из плотно упакованных диэлектрических наносфер кремнезёма [П4.8]. Размеры наносфер намного больше размеров составляющих их молекул. Вследствие взаимодействия излучения с отдельными наносферами имеют место эффекты дифракции и интерференции, приводящие к

¹ См. данные в табл. 5.1 в разделе 5.7.

² См. также раздел 7.2.

запрещённым фотонным зонам; также может наблюдаться эффект отрицательного преломления. Однако в отличие от метаматериалов, рассматриваемых в данной статье, размер структурных элементов (наносфер), составляющих опалы, и постоянная решётки из наносфер являются величинами, соизмеримыми с длиной световой волны, поэтому опалы и аналогичные им по своей структуре другие фотонные кристаллы нельзя рассматривать как однородную оптическую среду с эффективными диэлектрической и магнитной проницаемостями.

Здесь надо отметить, что могут быть получены фотонные кристаллы из периодически расположенных в однородной среде кластеров (например, металлических частиц) с размером существенно меньше периода решётки. В частности, реализован материал, названный “квантит” [П4.9], который содержит 3D решётку из квантовых точек размером в несколько нанометров, распределённую в плавленом кварце. Материал получен путём сплавления опаловой матрицы после осаждения в её порах диоксида циркония. Такой фотонный кристалл является оптически однородным и прозрачным в интервале видимых волн, вплоть до ультрафиолета, т.к. длины волн и видимого, и ультрафиолетового излучения существенно превышают размер квантовых точек. Кристалл также обладает селективными фильтрующими свойствами. В то же время квантит, как композит, имеет признаки “правильных” фотонных метаматериалов, т.е. является их разновидностью.

Исходя из сказанного и с учётом того, что метаматериалы активно продвигаются в диапазон видимого света, естественно полагать, как это уже и делается во многих публикациях [П4.4, П4.10, П4.11], что фотонные кристаллы являются разновидностью более общей группы метаматериалов, особенно, если принять в расчёт то, что понятие метаматериал означает наличие у последнего “сверхсвойств”, обусловленных главным образом особенностями структуры, а не свойствами вещества составляющих элементов.

Типовые структуры и технологии 2D фотонных метаматериалов

2D фотонные метаматериалы представляют собой однослойные решётки из метаатомов (наномодулей, наноструктур), изготовленные на плоской подложке.

Первые фотонные метаматериалы были созданы на основе сверхминиатюрных LC колебательных контуров, заимствованных из

техники СВЧ метаматериалов, в частности, резонаторов типа разрезанного кольца, выполняемых из фольги печатных плат [П.4.3]. Для частот порядка сотни терагерц эти резонаторы имеют конфигурацию, показанную на рис. П4.1а [П4.12]. Здесь функцию индуктивности выполняет незамкнутый плоский виток из металлической плёнки; функцию конденсатора – зазор в месте разрыва витка. Материал плёнки – золото.

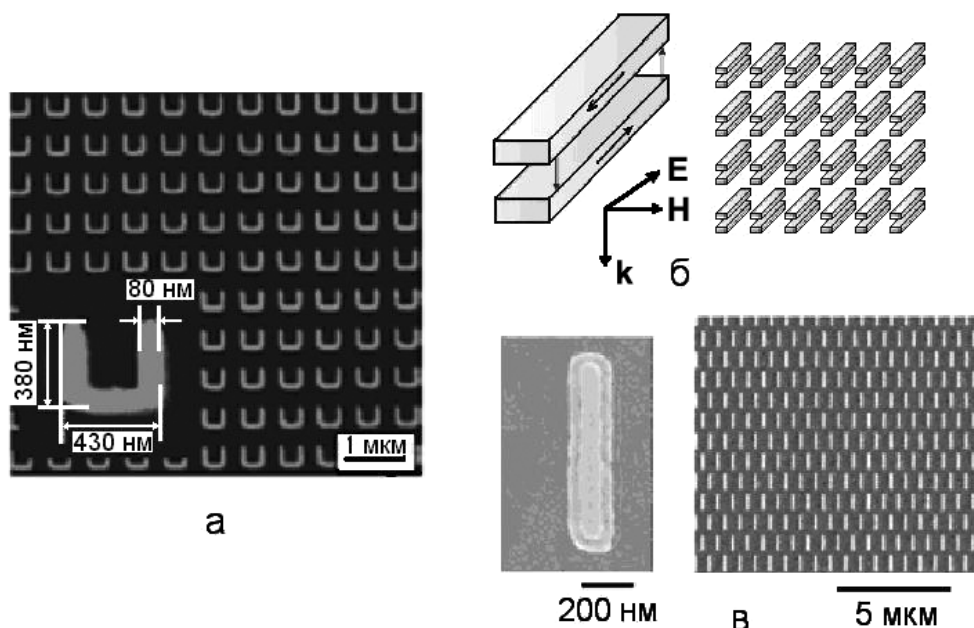


Рис. П4.1. Структуры однослойных фотонных метаматериалов.
Адаптировано из [П.4.2, П4.12]

Для повышения рабочей частоты нужно уменьшить величины индуктивности и ёмкости. Для этого “виток” выполняют из двух золотых нанополосок (отрезков наностержней или нанопроволочек, см. рис. П4.1б), которые играют роль индуктивности. Торцевые части нанополосок образуют два конденсатора, включённые последовательно. На рис. П.4.1б стрелками показано, как течёт ток в нано-LC-контуре или нанорезонаторе, индуцированный магнитным полем, ориентированным перпендикулярно плоскости, в которой находятся наностержни. Справа на этом же рисунке схематично изображён метаматериал в виде решётки из спаренных металлических наностержней. Ясно, что для механического закрепления стержней между ними следует размещать диэлектрический материал. На рис. П4.1в представлен вид сверху на изготовленный образец отдельного нанорезонатора (слева) и решётку из них (справа);

резонансная частота – около 200 ТГц и выше ($\lambda \leq 2$ мкм) [П4.2]. Нанорезонаторы изготовлены в виде плёночной структуры Au(50нм) – SiO₂(50нм) – Au(50нм) и напоминают линейные мезаструктуры, известные из технологии микроэлектронных приборов. (Слово “mesa” переводится с испанского как “стол”, а мезаструктура – это структура с выступающей над подложкой частью с плоской столообразной вершиной).

На рис. П.4.1б показана ориентация векторов электромагнитного поля падающего света с ТЕМ-поляризацией; здесь **k** – волновой вектор. Понятно, что для эффективного взаимодействия света с решёткой метаматериала, необходимо, чтобы вектор магнитного поля **H** был направлен перпендикулярно к плоскости витка, состоящего из двух наностержней. В этом случае будут максимальными ток, индуцированный в витке, и магнитная реакция витка, т.е. собственное магнитное поле витка, направленное против магнитного поля световой волны. При ТЕМ или ТМ поляризации свет должен падать так, как показано на рис. П4.1б, т.е. перпендикулярно плоскости решётки, показанной на рис. П4.1в, и можно эффективно использовать широкий световой пучок.

В случае резонаторов типа разрезанного кольца, размещённых на плоскости подложки (рис. П4.1а), ситуация иная: вектор **H** желательно направлять по нормали к плоскости подложки, а свет пропускать вдоль неё*. Для эффективной работы с относительно широким световым пучком надо переходить к многослойным решёткам (3D метаматериалам), общая толщина которых должна соответствовать ширине светового пучка.

Для уменьшения зависимости от азимутального направления поляризации света – направления вектора **H** – линейные мезаструктуры (нанорезонаторы из полосок) заменяют на круглые, шестигранные или, по крайней мере, квадратные мезаструктуры (т.е. на нанотаблетки, нанодиски или нанопластинки) как, например, на рис. П4.2а [П4.13], где нанорезонаторы имеют вид трёхслойных таблеток: Au(20нм) – MgF₂(60нм) – Au(20нм). Метаматериал, показанный на рис. П4.2а, имел отрицательное значение μ на длине волны около 1,2 мкм.

* Возможность электрического возбуждения кольцевых резонаторов при иной ориентации вектора **H** обсуждалась в разделе 5.1, секция “Эксперименты с кольцевыми резонаторами”.

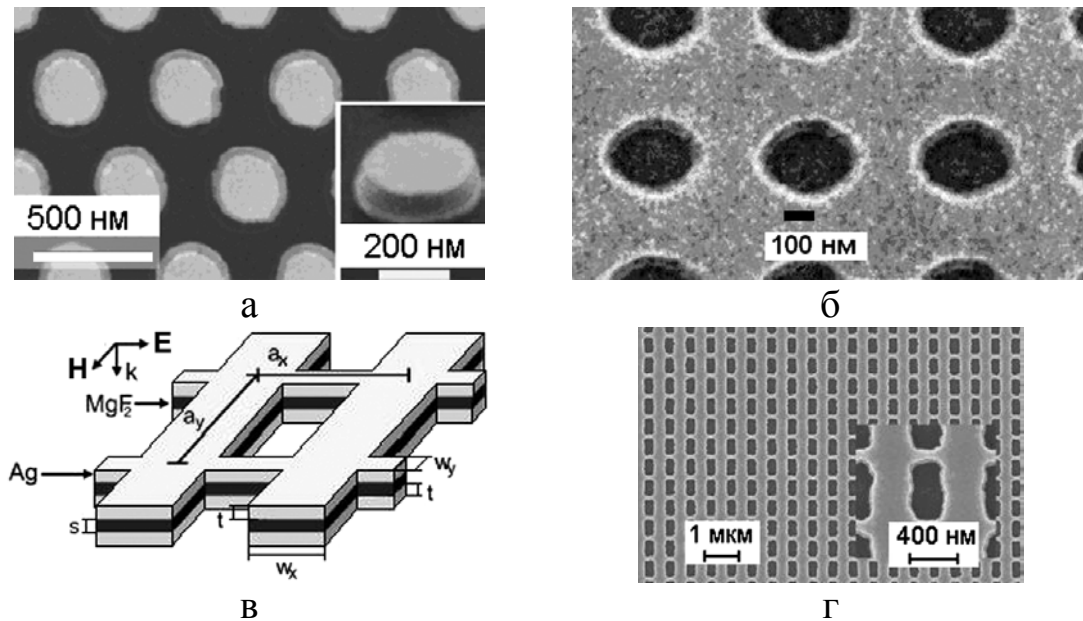


Рис. П4.2. Структуры однослойных фотонных метаматериалов.
Адаптировано из [П4.13-П4.15]

Метаматериал также можно выполнять в виде трёхслойной структуры с отверстиями, как на рис. П4.2б {Au(30нм) – Al₂O₃(75нм) – Au(30нм)}, которая обеспечила отрицательную активную часть показателя преломления $\text{Re}(n) \approx -4$ на длине волны 1,8 мкм [П4.14].

Существенное снижение потерь, т.е. высокое качество метаматериала, было достигнуто в листовой структуре типа “рыбачья сеть” с прямоугольными отверстиями и серебряными проводниками, где $a_x = a_y = 600$ нм, $w_x = 316$ нм, $w_y = 100$ нм, $t = 45$ нм, $s = 30$ нм, рис. П4.2(в,г) [П4.15]. Для поляризации, показанной на рис. П4.2в, спаренные широкие полоски служили индуктивным элементом, а узкие полоски – ёмкостным. Для этой структуры был получен отрицательный показатель преломления $\text{Re}(n) \approx -2$ на длине волны около 1,45 мкм [П4.15].

Были предложены и изготовлены однослойные метаматериалы с плазмонными резонансами, состоящие из диэлектрической подложки (кварца, стекла) с нанесённой на её поверхность однослойной решёткой (матрицей) из спаренных эллиптических плёночных дисков [П4.16]. Диски были расположены вдоль большой оси эллипсов. Длина большой оси эллипсов составляла 104-118 нм, малой оси – 52-62 нм, зазоры между эллипсами составляли от 12 до 37 нм. Период

решётки вдоль больших осей – 400 нм, вдоль малых осей – 200 нм. Материал дисков – плёнка золота толщиной 40 нм.

Рассмотрим для примера технологию изготовления этого метаматериала [П4.16]. Поверхность подложки покрывается слоем электроннорезиста, поверх которого осаждается термическим испарением слой алюминия толщиной 20 нм для снятия заряда при последующей электронной литографии. После облучения слой алюминия стравливается, и проводится проявление резиста для формирования рисунка. Затем осаждается слой золота и выполняется взрывная (lift-off) литография. Размер получаемой решётки (матрицы) составлял 150×150 мкм².

В [П4.17] описан метаматериал/метаструктура в виде однослойной решётки из спаренных наностолбиков на стеклянной подложке. Столбики выполнялись из золота, имели вид усечённых конусов высотой 80-90 нм и диаметром около 80-140 нм; зазор между соседними столбиками варьировался от 0 до 100 нм; период решётки составлял 400 нм. Структуры располагались на площади около 0,1 мм², и содержали около 10^6 столбиков.

Типовые структуры и технологии 3D фотонных метаматериалов

Для получения 3D метаматериала его наращивают по третьей координате, например, как схематично показано на рис. П4.1б (вид справа). На практике это можно осуществить, складывая (штабелируя) листы или слои 2D материала с использованием техники планаризации и совмещения рисунков, а также других подходов, освоенных в современной микроэлектронной технологии. На рис. П4.3 показан четырёхслойный метаматериал [П4.12] на основе резонаторов типа разрезанного кольца на диэлектрической подложке. Каждый слой резонаторов получается осаждением металла методом испарения в вакууме, затем нанесением слоя электроннорезиста, его электронно-лучевым облучением и проявлением резиста после электронной экспозиции для формирования маски; после этого выполняется ионно-лучевое травление металла и планаризация полученной решётки*. Допустимая шероховатость планаризируемой поверхности не должна превышать 5 нм. Затем наносится и обрабатывается следующий

* Более подробно технология изготовления данного метаматериала с иллюстрацией отдельных этапов представлена в разделе 5.2.

слой с выполнением процедуры совмещения. Из-за проблем, связанных с накоплением ошибок при многократном совмещении рисунков отдельных слоёв, количество последних ограничено (пока не более 20).

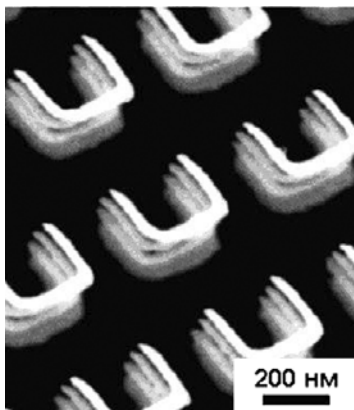


Рис. П4.3. Четырёхслойный метаматериал на основе резонаторов типа разрезанного кольца. Адаптировано из [П4.12]

На рис. П4.4 представлен фрагмент материала с 3D метаатомами в виде многослойной мезаструктуры [П4.18]. Последняя напоминает собой многослойную таблетку в виде пирамидки (призмы) или конуса (цилиндра) и является дальнейшим развитием трёхслойной таблеточной мезаструктуры, показанной на рис. П4.2а.

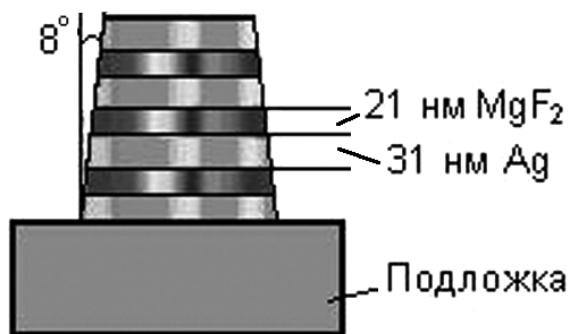


Рис. П4.4. Многослойная мезаструктура (таблеточный 3D метаатом). Адаптировано из [П4.18]

Производство подобных метаматериалов возможно различными способами. На рис. П4.5 представлены две технологические схемы с использованием многослойного осаждения металл/диэлектрик и

взрывной литографии (а) или глубокого анизотропного травления (б) для формирования геометрии метаатомов.

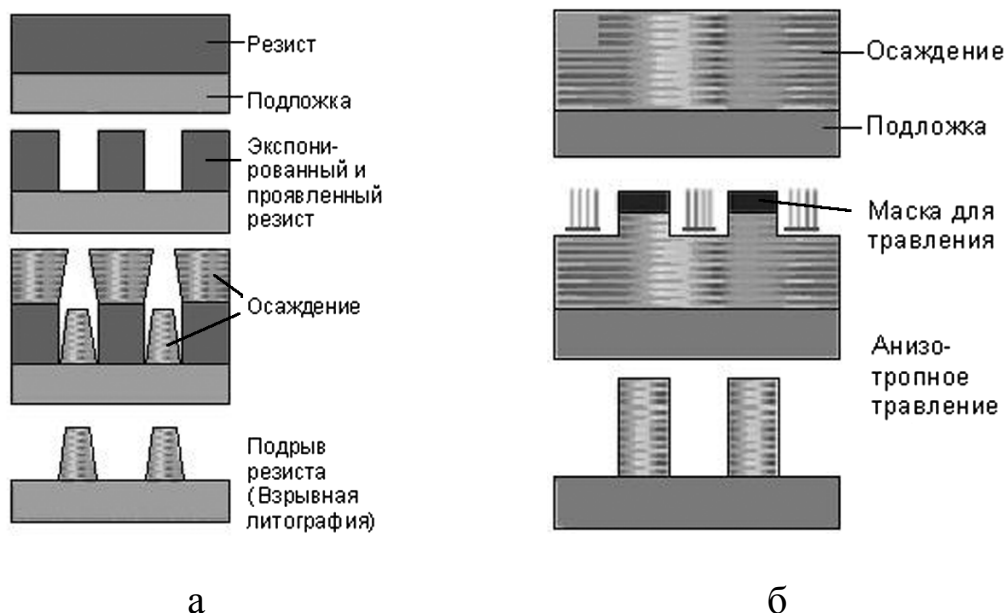


Рис. П4.5. Схемы получения 3D материалов с метаатомами таблеточного типа: а – взрывная литография, б – анизотропное травление с большим аспектным отношением. Адаптировано из [П4.2]

Имеются сообщения в мировой литературе (см., например, [П4.2]) об использовании и других методов получения 3D метаматериалов, в частности, двухфотонной фотополимеризации за счёт нелинейных фотонных процессов, химических реакций для прямого формирования рисунка с локальным воздействием сфокусированным электронным, ионным или лазерным лучом, а также различных видов литографических процессов. Сделаны попытки организовать процессы самосборки метаматериалов, как это уже реализовано в отношении фотонных кристаллов.

Двухфотонная фотополимеризация (см., например, [П4.19, П4.20]) происходит в точке фокуса лазерного луча, где возможно одновременное поглощение двух фотонов. Сканируя точкой фокуса пространство, заполненное парами исходного вещества, можно формировать в нём полимерную структуру сложной формы. Затем на полученную объёмную структуру можно осадить химическим или электрохимическим методом тонкую серебряную плёнку. Возможно применение низкотемпературного метода химического осаждения из

пара органических соединений металлов (метод CVD). При этом можно получать полимерные структуры со сплошной металлической плёнкой или структуры в виде изолированных полимерных объектов. Для последних применяется метод селективного осаждения металла за счёт подбора полимера и вида его обработки. На рис. П4.6 представлен 3D метаматериал [П4.19], состоящий из более, чем 700 микроструктур, полученных таким методом.

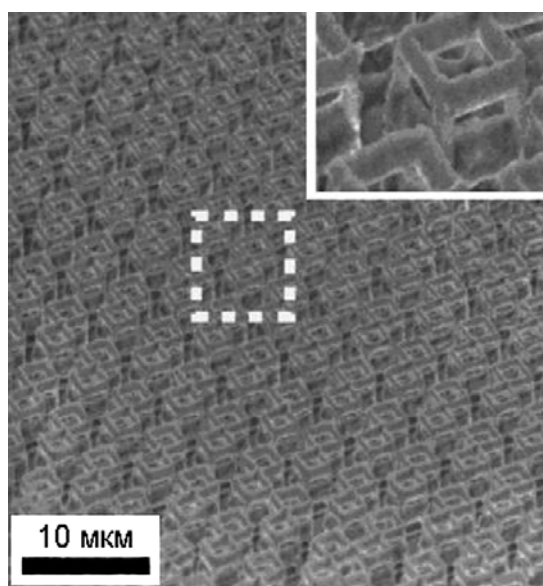


Рис. П4.6. 3D метаматериал, полученный методом двухфотонной полимеризации в сочетании с химическим осаждением металла. Адаптировано из [П4.19]

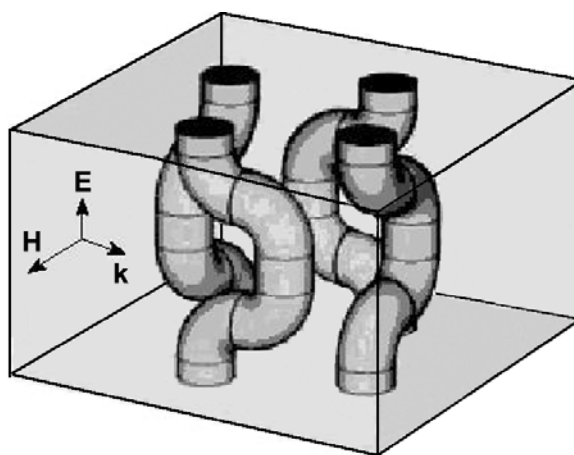


Рис. П4.7. Фрагмент 3D метаматериала, полученного методом прямого лазерного осаждения. Адаптировано из [П4.21]

На рис. П4.7 приведен фрагмент 3D метаматериала, полученного методом прямого лазерного осаждения [П4.21]. Видно, что данный метаматериал состоит из вертикальных цепочек резонаторов типа разрезанное кольцо; резонаторы цепочек расположены в двух плоскостях, поэтому данный метаматериал имеет отрицательный показатель преломления для двух направлений пропускания света.

Литографические процессы для производства фотонных метаматериалов и их сравнение с другими методами формообразования

Для получения топологического рисунка одно- и многослойных фотонных метаматериалов на плоских подложках с самого начала применяют технологию литографии высокого разрешения с использованием масок для локальной обработки, как это принято в технологии субмикронной электроники [П4.22] (см., например, технологические схемы на рис. П4.5). Наиболее часто используют электронно-лучевую литографию. Однако поскольку в этом процессе хорошо сфокусированный электронный луч с очень малой площадью фокусного пятна обрабатывает элементы рисунка последовательно, он характеризуется низкой производительностью и высокой стоимостью, и годится только для производства лабораторных образцов, а также шаблонов, масок и наностампов для других видов обработок.

Одновременное осаждение исходного вещества на всю подложку или глубокое анизотропное травление с использованием маски и широкого направленного ионно-плазменного потока, как показано на рис. П4.5, также не позволяет решить эту задачу, т.к. остаются проблемы быстрого формирования рисунка масок и их стойкости к распылению.

Безмасочными методами получения фотонных метаматериалов с высоким пространственным разрешением являются распыление сфокусированным ионным лучом и прямое химическое осаждение (формирование) наноструктур с использованием электронных, ионных и лазерных лучей для инициирования локальных химических реакций [П4.2]. Однако эти методы характеризуются последовательной обработкой элементов, поэтому они также не обеспечивают нужную производительность. Это относится и к зондовым методам нанолитографии [П4.23].

Относительно большую производительность формирования рисунка фотонных метаматериалов способны обеспечить

интерференционная [П4.13] и наноимпринтная [П4.24] литографии, при которых параллельно обрабатываются все элементы поверхности. Сущность интерференционной литографии понятна из названия. При наноимпринтной (или нанопечатной) литографии осуществляется механическая “наноштамповка” полимерных плёнок резиста в различных вариантах [П4.23], для этого создаётся специальный штамп с нанорисунком из твёрдого материала (металла, кремния или диэлектрика). Данные методы литографии хорошо сочетаются с технологиями обработки многослойных метаматериалов, показанных на рис. П4.5.

Перспективным является сочетание двухфотонной полимеризации с интерференционной литографией, при котором одновременно во многих точках пространства (где световое поле интерференционной картины имеет высокую напряжённость) создаются элементы 3D структуры. Но этот метод, как и остальные, требует значительной доработки.

Требования к осаждаемым материалам и проблема снижения потерь в фотонных метаматериалах

Большое значение имеют правильный выбор материала и высокое качество проводящих слоёв, так как ключевой момент в получении работоспособных фотонных метаматериалов – обеспечение низких потерь; в частности, необходимо минимизировать сопротивление металлических плёнок толщиной в десятки нанометров. Для этого надо обеспечить их сплошность, снизить шероховатость до нанометрового уровня и повысить стойкость к воздействию окружающей среды.

В настоящее время проводящие плёнки изготавливают главным образом из серебра и золота; первое имеет меньшее сопротивление, но оно чувствительно к воздействию внешней среды. Важно обеспечивать низкую шероховатость и диэлектрических слоёв (подложек), на которые осаждается металл. В качестве неорганических диэлектрических материалов применяют SiO_2 , MgF_2 , или Al_2O_3 .

Для компенсации потерь предлагается вводить в состав метаматериалов компоненты, усиливающие световой поток, т.е. использовать среды с усилением [П4.25].

Из методов осаждения на плоские подложки превалируют методы вакуумного электронно-лучевого испарения. Сейчас изучается

вопрос о применении метода импульсного магнетронного распыления для осаждения как проводящих, так и диэлектрических слоёв требуемого качества в едином технологическом цикле. Этот метод обеспечивает повышенную энергетическую активацию процесса конденсации и позволяет осаждать материал с повышенной плотностью и низкой шероховатостью [П4.26]. Методы химического осаждения металлов из растворов их химических соединений и CVD также имеют определённый потенциал, особенно в случае подложек сложной формы.

Заключение

Рассмотрены основные методы получения 2D и 3D дискретно-структурированных фотонных метаматериалов с резонансной реакцией. Существующая технология этих метаматериалов базируется на хорошо освоенных методах современной микроэлектроники и последних достижениях нанотехнологии – это позволило организовать изготовление необходимых лабораторных образцов, хотя и в единичном масштабе.

Прошло не очень много времени с момента начала интенсивных исследований фотонных метаматериалов, и уже достигнуты существенные полезные результаты, а успех в области технологии даёт надежду на их практическое применение, но впереди ещё очень много работы. Насущными технологическими проблемами являются уменьшение размеров метаатомов и снижение потерь для продвижения в коротковолновую область видимого света, а также кардинальное уменьшение стоимости производства. Организация промышленного выпуска метаматериалов должна быть достойным результатом нанореволюции.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуляев Ю.В., Лагарьков А.Н., Никитов С.А. *Метаматериалы: фундаментальные исследования и перспективы применения* // Вест. Рос. АН. – 2008. – Т. 78. – № 5. – С. 438-457.
2. Веселаго В.Г. *Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ* // УФН. – 1967. – Т. 92. – Вып. 3. – С. 517-526.
3. Linden S., Enkrich C., Dolling G. *et al. Photonic metamaterials: magnetism at optical frequencies* // IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron. – 2006. – Vol. 12. – No. 6. – P. 1097-1105.
4. Ozbay E. *The magical word of photonic metamaterials* // Opt. Photon. News. – 2008. – Vol. 19. – No. 11. – P. 21-27.
5. Cai. W., Shalaev V. *Optical metamaterials. Fundamentals and applications*. – N.Y.: Springer, 2010. – 200 p.
6. *Metamaterials. Physics and engineering explorations* / Ed. N. Engheta, R.W. Ziolkowski. – N.Y.: J. Wiley & Sons, Inc., 2006. – 414 p.
7. *Metamaterials handbook* / Ed. F. Capolino. – CRC Press. Taylor & Francis Group, 2009 (Vol. 1. Theory and phenomena of metamaterials, Vol. 2. Applications of metamaterials).
8. Boltasseva A., Shalaev V.M. *Fabrication of optical negative-index metamaterials: Recent advances and outlook* // Metamaterials. – 2008. – Vol. 2. – N. 1. – P. 1-17.
9. Dolling G., Enkrich C., Wegener M. *et al. Low-loss negative-index metamaterial at telecommunication wavelengths* // Opt. Lett. – 2006. – Vol. 31. – No. 12. – P. 1800–1802 || Dolling G., Wegener M., Soukoulis C.M., Linden S. *Negative-index metamaterial at 780 nm wavelength* // Opt. Lett. – 2007. – Vol. 32. – No. 1. – P. 53–55.
10. Valentine J., Zhang S., Zentgraf T. *et al. Three-dimensional optical metamaterial with a negative refractive index* // Nature. – 2008. – Vol. 454. – P. 1–5.
11. Pendry J.B., Holden A.J., Robbins D.J., Stewart W.J. *Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena* // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. – 1999. – Vol. 47. – No. 11. – P. 2075-2084.
12. Белянин А.Ф., Гребенников Е.П., Житковский В.Д. и др. *Наноматериалы. III. Фотонные кристаллы и нанокомпозиты на основе*

- опаловых матриц / Под ред. М.И. Самойловича. – М.: ЦНИТИ “Техномаш”, 2007. – 304 с.
13. Veselago V.G., Narimanov E.E. *The left hand of brightness: past, present and future of negative index materials* // Nat. Mater. – 2006. – Vol. 5. – P. 759-762.
 14. Bilotti F., Ziolkowski R. *Congress 2009 special issue editorial* // Metamaterials. – 2010. – Vol. 4. – N. 2-3. – P. 59-60.
 15. Жилин А.А., Шепилов М.П. *Метаматериалы с отрицательным показателем преломления* // Оптический журнал. – 2008. – Т. 75. – № 4. – С. 57-70.
 16. Материалы XV Междунар. научн.-техн. конф. “Высокие технологии в промышленности России (Материалы и устройства функциональной электроники и микрофотоники)” и XXII Междунар. симп. “Тонкие плёнки в электронике” / Под ред. А.Ф. Белянина, Ю.В. Панфилова, М.И. Самойловича. – М.: ЦНИТИ “Техномаш”, 2009. – 536 с. || Материалы XVI Междунар. научн.-техн. конф. “Высокие технологии в промышленности России (Материалы и устройства функциональной электроники и микрофотоники)” и XXIII Междунар. симп. “Тонкие плёнки в электронике” / Под ред. А.Ф. Белянина, В.Д. Житковского, М.И. Самойловича. – М.: ЦНИТИ “Техномаш”, 2010. – 463 с.
 17. Abstracts of International Young Scientist Workshop on Optics, Photonics and Metamaterials (OPAM-2009). – Kharkov: KNURE, 2009. – 98 p.
 18. Walser R.M. *Электромагнитные Метаматериалы* // Proc. SPIE. – 2001. – Vol. 4467. – P. 1-15.
 19. Lakhtakia A., Mackay T.G. *Meet the metamaterials* // Opt. and Photonic News. – 2007. – Vol. 18. – No. 1. – P. 32-39.
 20. Sihvola A. *Metamaterials in electromagnetics* // Metamaterials. – 2007. – Vol. 1. – No. 1. – P. 2–11.
 21. <http://www.wikipedia.org>.
 22. <http://www.metamorphose-eu.org>.
 23. <http://www.darpa.mil/dso/thrust/matdev/metamat.htm>.
 24. <http://www.aph.uni-karlsruhe.de/ag/wegener/meta/meta.html>.
 25. Shamonina E., Solymar L. *Metamaterials: How the subject started* // Metamaterials. – 2007. – Vol. 1. – No. 1. – P. 12–18.
 26. Мандельштам Л.И. Полное собрание трудов. Т. 5. – М. Изд-во АН СССР, 1950 (лекция, прочитанная 26.02.1940, с. 419-425, и лекция, прочитанная 05.05.1944, с. 461-467). || Мандельштам Л.И. *Групповая*

- скорость в кристаллической решетке // ЖЭТФ. – 1945. – Т. 15. – Вып. 9. – С. 475-478.*
27. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики.* – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1970. – 855 с.
28. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Электродинамика сплошных сред.* – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1982. – 620 с.
29. Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. *Основы электродинамики плазмы.* – М.: Высш. школа, 1978. – 407 с.
30. Гинзбург В.Л. *Распространение электромагнитных волн в плазме.* – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1967. – 683с.
31. Schelkunoff S.A., Friis H.T. *Antennas. Theory and practice.* – N.Y.: John Wiley & Sons, 1952. || Щелкунов С., Фриис Г. *Антенны (Теория и практика).* – М.: Сов. радио, 1955. – 604 с.
32. Агранович В.М., Гинзбург В.Л. *Кристаллооптика с учётом пространственной дисперсии и теории экситонов.* – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1979. – 432 с.
33. Агранович В.М., Гартштейн Ю.Н. *Пространственная дисперсия и отрицательное преломление света // УФН. – 2006. – Т. 176. – № 3. – С. 1051-1068.*
34. Klar T.A., Kildishev A.V., Drachev V.P., Shalaev V.M. *Negative-index metamaterials: going optical // IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron. – 2006. – V. 12. – No. 6. – P. 1106–1115.*
35. Сукулис К. *Материалы с отрицательным показателем преломления // Фотоника (Москва). – 2007. – № 2. – С. 10-15.*
36. Виноградов А.П. *Электродинамика композитных материалов.* – М: Эдиториал УРСС, 2001. – 208 с.
37. Sarychev A.K., Shalaev V.M. *Electrodynamics of metamaterials.* – Word Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2007. – 247 p. || Сарычев А.К., Шалаев В.М. *Электродинамика метаматериалов.* – М.: Научный мир, 2011. – 224 с.
38. [7 (Vol. 1. *Theory and phenomena of metamaterials*)].
39. Климов В.В. *Наноплазмоника.* – М.: Физматлит, 2009. – 480 с.
40. Майер С.А. *Плазмоника: теория и приложения.* – М.-Ижевск: НИЦ “Регулярная и хаотическая динамика”, 2011. – 296 с.
41. Новотный Л., Хехт Б. *Основы нанооптики.* – М.: Физматлит, 2009. – 484 с.

42. [13] || Veselago V.G., Braginsky L., Shklover V., Hafner C. *Negative refractive index materials* // J. Comput. Theor. Nanosci. – 2006. – Vol. 3. – No. 2. – P. 1-30.
43. Moroz A. *Some negative refraction index material headlines long before Veselago work and going back as far as to 1905...* – <http://www.wave-scattering.com/negative.html>.
44. Tretyakov S.A. *Research on negative refraction and backward-wave media: A historical perspective.* – Proc. EPFL Latsis Symposium “Negative refraction: revisiting electromagnetic from microwaves to optics”. Lausanne, 2005. – P. 30-35. || Simovski C.R., Tretyakov S.A. *Historical notes on metamaterials.* – In [38]. – P. 1-1–1-17.
45. Lamb H. *On group-velocity* // Proc. London Math. Soc. – 1904. – V. 1. – P. 473-479.
46. Schuster A. *An Introduction to the Theory of Optics.* – London: Edward Arnold, 1904 (2nd ed., 1909; 3rd ed., 1928). – 352 p. || Шустер А. *Введение в теоретическую оптику* / Пер. с англ. 3-й ред. – Л.-М.: ОНТИ. Гл. ред. общетехн. лит., 1935. – 376 с.
47. Poklington H.C. *Growth of a wave-group when the group velocity is negative.* // Nature. – 1905. – V. 71. – P. 607-608.
48. Фейнберг Е.Л. *Родоначальник (О Леониде Исааковиче Мандельштаме)* // УФН. – 2002. – Т 172. – № 1. – С. 91-108.
49. Лебедев И.В. *Техника и приборы сверхвысоких частот. Т. 2. Электровакuumные приборы СВЧ.* – М.: Высш. школа, 1972. – 376 с. || Альтшулер Ю.Г., Татаренко А.С. *Лампы малой мощности с обратной волной.* – М.: Сов. радио, 1963. – 296 с.
50. Червяков Ю.Г., Кузьмичев Н.П. *Лампы обратной волны типа О малой мощности.* – М.: Сов. радио, 1966. – 55 с.
51. Малюжинец Г.Д. *Замечание по поводу принципа излучения.* // ЖТФ. – 1951. – Т. 21. – Вып. 8. – С. 940-942
52. Eleftheriades G.G.V., Iyer A.K., Kremer P.C. *Planar negative refractive index media using periodically L-C loaded transmission lines* // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. – 2002. – Vol. 50. – No. 12. – P. 2702-2712.
53. IEEE Trans. Antennas Propag. – 2004. – Vol. 52. – No. 5.
54. Сивухин Д.В. *Об энергии электромагнитного поля в диспергирующих средах* // Оптика и спектроскопия. – 1957. – Т. 3. – Вып. 4. – С. 308-312.
55. Пафомов В.Е. *К вопросу о переходном излучении и излучении Вавилова-Черенкова* // ЖЭТФ. – 1959. – Т. 36. – Вып. 6. – С. 1853-1858.

56. Агранович В.М., Пафомов В.Е., Рухадзе А.А. *О черенковском излучении электрона, движущегося в среде с пространственной дисперсией* // ЖЭТФ. – 1959. – Т. 36. – Вып. 1. – С. 238-243. || Франк И.М. *О роли групповой скорости света при излучении в преломляющей среде* // ЖЭТФ. – 1959. – Т. 36. – Вып. 3. – С.823-831 || Барсуков К.А. *Об эффекте Доплера в анизотропной и гиротропной среде* // ЖЭТФ. – 1959. – Т. 36. – Вып. 5. – С.1485-1491. || Басс Ф.Г., Каганов М.И., Яковенко В.М. *Черенковское излучение и дополнительные волны в диэлектрике* // ФТТ. – 1962. – Т. 4. – Вып. 11. – С.3260-3265.
57. Lord Rayleigh. *On the influence of obstacles arranged in rectangular order upon the properties of a medium* // Phil. Mag. Ser. – 1892. – Vol. 34. – No. 211. – P. 481-502.
58. Kapzov N. *Über die Diffraction Hertzscher Wellen in einem Raumgitter* (Капцов Н. *О дифракции герцевых волн в объёмной решётке*) // Annalen der Physik. – 1922. – F. 4. – Bd. 69. – No. 18. S. 112-124 (online: 1922. – Vol. 374. – No. 18. – P. 112-124; <http://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/andp.19223741803/abstract>). || См. также: Бекетов В.И. *К вопросу об “искусственном диэлектрике”* // Радиотехника. – 1950. – № 1. – С. 63-65.
59. Kock W.E. *Metallic delay lenses* // Bell Sys. Tech. J. – 1948. – Vol. 27. – No. 1. – P.58-82 (см. также Kock W.E. *Metal-lens antennas* // Proc. IRE, and Waves and Electrons. – 1946. – Vol. 34. – No. 11. – P.828-836).
60. Kharadly M.M.Z., Jackson W. *The properties of artificial dielectrics comprising arrays of conducting elements* // Proc. IEE (London). – 1953. – Vol. 100. – Part III. – No. 66. – P. 199-212.
61. Rotman W. *Plasma simulation by artificial dielectrics and parallel-plate media* // IRE Trans. Antennas Propag. – 1962. – Vol. 10. – No. 1. – P. 82-95.
62. Golden K.E. *Plasma simulation with an artificial dielectric in a horn geometry* // IEEE Trans. Antennas Propag. – 1965. – Vol. 13. – No. 4. – P. 587-594.
63. Brown J. *Artificial dielectrics having refractive indices less than unity* // Proc. IEE (London). – 1953. – Vol. 100. – Part IV. – Monograph no. 62R. – P. 51-62 (см. также Brown J. *The design of metallic delay dielectrics* // Proc. IEE (London). – 1950. – Vol. 97. – Part III. – No. 45. – P. 45-48. || Brown J. *Artificial dielectrics* / In Progress in Dielectric / Ed. J.B. Birks. – N.Y.: Wiley, 1960. – P. 193-225.
64. Микаэлян А.Л. *Методы расчёта диэлектрической и магнитной проницаемостей искусственных сред* // Радиотехника. – 1955. – Т. 10. – № 1. – С. 23-36.

65. Модель А.М. *Распространение плоской электромагнитной волны в пространстве, заполненном плоскими параллельными решётками* // Радиотехника. – 1955. – Т. 10. № 6. – С. 52-57.
66. Хижняк Н.А. *Искусственные анизотропные диэлектрики* // ЖТФ. – 1957. – Т. 27. – Вып. 9. – С. 2006-2037 (Ч. I. – С. 2006-2013. Ч. II. – С. 2014-2026. Ч. III. – С. 2027-2037). || Хижняк Н.А. *Искусственные анизотропные диэлектрики, образованные двумерными решетками бесконечных полос и стержней* // ЖТФ. – 1959. – Т. 29. – Вып. 5. – С. 604-614.
67. Силин Р.А. *О дисперсионных свойствах двумерно- и трехмерно-периодических систем (искусственные диэлектрики)* // Радиотехника и электроника. – 1960. – Т. 5. – №. 4. – С. 688-691. || Силин Р.А. *Оптические свойства искусственных диэлектриков (Обзор)* // Изв. ВУЗов. Радиофизика. – 1972. – Т. 15. – № 6. – С. 809-820.
68. Силин Р.А. *О возможности создания плоскопараллельных линз* // Оптика и спектроскопия. – 1978. – Т. 44. – Вып. 1. – С. 189-191.
69. Силин Р.А. *Волноводные свойства двумерно-периодических замедляющих систем* // Вопросы радиоэлектроники. Электроника. – 1959. – Т. 4. – С. 11-33. || Силин Р.А., Сазонов В.П. *Замедляющие системы.* – М.: Сов. радио, 1966. – С. 395-399.
70. Силин Р.А. *Необычные законы преломления и отражения.* – М.: ФАЗИС, 1999. – 80 с. || Силин Р.А. *О средах с отрицательной дисперсией* // Радиотехника и электроника. – 2001. – Т. 46. – №. 10. – С. 1212-1217. || Силин Р.А. *Построение законов преломления и отражения при помощи изочастот* // Радиотехника и электроника. – 2002. – Т. 47. – №. 2. – С. 186-191.
71. Жук М.С., Молочков Ю.Б. *Проектирование линзовых, сканирующих, широкодиапазонных антенн и фидерных устройств.* – М.: Энергия, 1973. – 440 с. || Зелкин Е.Г., Петрова Р.А. *Линзовые антенны.* – М.: Сов. радио, 1974. – 280с.
72. Банков С.Е. *Электромагнитные кристаллы.* – М.: Физматлит, 2010. – 352 с.
73. *Электрофизические свойства перколяционных систем* / Под ред. А.Н. Лагарькова. – М.: ИВТАН, 1990. – 120 с.
74. Лагарьков А. *Как делают невидимые самолёты* // Ломоносов (Москва). – 2003. – № 6(12). – С. 109-111.
75. Алексеев А.Г., Штагер Е.А., Козырев С.В. *Физические основы технологии STEALTH.* – СПб.: ВВМ, 2007. – 284 с.

76. Шнайдер, Дулленкопф. *Новая конструкция головки ЯМР-датчика для высоких частот – резонатор с разрезанной трубкой* // Приб. научн. исслед. – 1977. – № 1. – С 78-84 (ориг. статья: Schneider H.-J., Dullenkopf P. *Slotted tube resonator: A new NMR probe head at high observing frequencies* // Rev. Sci. Instrum. – 1977. – Vol. 48. – No. 1. – P. 68-73). || Шнайдер, Дулленкопф. *Новая конструкция головки ЯМР-датчика для двойного резонанса – скрещённый резонатор с разрезанной трубкой (CPPT)* // Приб. научн. исслед. – 1977. – № 7. – С 115-116 (ориг. статья: Schneider H.J., Dullenkopf P. *Crossed slotted tube resonator (CSTR) – a new double resonance NMR probehead* // Rev. Sci. Instrum. – 1977. – Vol. 48. – No. 7. – P. 832-834).
77. Харди, Уайтхед. *Резонатор типа разрезанного кольца для исследования магнитного резонанса в диапазоне 200...2000 МГц* // Приб. научн. исслед. – 1981. – № 2. – С 64-68 (ориг. статья: Hardy W.N., Whitehead L.A. *Split-ring resonator for use in magnetic resonance from 200–2000 MHz* // Rev. Sci. Instrum. – 1981. – Vol. 52. – No. 2. – P. 213-216).
78. Drude P. *Lehrbuch der Optik*. – Leipzig: Verlag von S. Hirzel, 1912. || Друде П. *Оптика*. – Л.-М.: ОНТИ. Гл. ред. общетехн. лит., 1935. – 468 с.
79. Chekroun, C. *et al. Radant – new method of electronic scanning* // L'Onde Electrique. – 1979. – Vol. 59. – P. 89-94 (translation: Microwave J. – 1981. Vol. 24. – P. 45-47, 50, 52, 53).
80. Pendry J.B. *Negative refraction makes a perfect lens* // Phys. Rev. Lett. – 2000. – Vol. 85. – No. 18. – P. 3966-3969.
81. Веселаго В.Г. *О формулировке принципа Ферма для света, распространяющегося в веществах с отрицательным преломлением* // УФН. – 2002. – Т. 172. – № 10. – С. 1215-1218. || Веселаго В.Г. *Электродинамика материалов с отрицательным коэффициентом преломления* // УФН. – 2003. – Т. 173. – № 7. – С. 790-794 || Veselago V.G. *Some remarks regarding electrodynamics of materials with negative refraction* // Appl. Phys. B. – 2005. – Vol. B 81. – P. 403-407 || Веселаго В.Г. *Перенос энергии, импульса и массы при распространении электромагнитной волны в среде с отрицательным преломлением* // УФН. – 2009. – Т. 179. – № 6. – С. 689-694.
82. Ramakrishna S.A. *Physics of negative refractive index materials* // Rep. Prog. Phys. – 2005. – Vol. 68. – P. 449-521.
83. Litchinitser N.M., Gabitov L.R., Maimistov A.I., Shalaev V.M. *Negative refractive index metamaterials in optics* // Prog. Opt. (ed. E. Wolf) – 2008. – Vol. 51. – Chapt. 1. – P. 1-68.

-
84. Smith D.R., Kroll N. *Negative refractive index in left-handed materials* // Phys. Rev. Lett. – 2000. – Vol. 85. – No. 14. – P. 2933-2936.
85. Просвирнин С.Л. и др. *Некоторые методы теории планарных метаматериалов* // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. – 2007. – Т. 10. – № 3. – С. 61-66.
86. Pendry J.B., Holden A.J., Stewart W.J., Youngs I. *Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures* // Phys. Rev. Lett. – 1996. – Vol. 76. – No. 25. – P. 4773-4776.
87. Pendry J.B., Holden A.J., Robbins D.J., Stewart W.J. *Low frequency plasmons in thin-wire structures* // J. Phys.: Condens. Matter. 1998. – Vol. 10. – P. 4785-4809.
88. Фридрихов С.А., Мовнин С.М. *Физические основы электронной техники*. – М.: Высш. школа, 1982. – С. 328-329. || См. также интернет-сайт “Википедия — свободная энциклопедия” по темам “Плазмон” и “Плазмонный резонанс”.
89. Munk B.A. *Metamaterials: Critique and Alternatives*. – Hoboken, New Jersey: J. Wiley & Sons, 2009. – 189 p.
90. Pendry J.B. *Negative refraction* // Contemporary Phys. – 2004. – Vol. 45. – No. 3. – P. 191–202.
91. Valanju P.M., Walser R.M., Valanju A.P. *Wave refraction in negative-index media: always positive and very inhomogeneous* // Phys. Rev. Lett. – 2002. – Vol. 88. – No 18. – P. 187401(1-4).
92. Smith D.R. *et al.* *Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity* // Phys. Rev. Lett. – 2000. – Vol. 84. – No. 18. – P. 4184-4187.
93. Shelby R.A., Smith D.R., Schultz S. *Experimental verification of a negative index of refraction* // Science. – 2001. – Vol. 292. – P. 77-79.
94. Smith D.R. *et al.* *Design and measurement of anisotropic metamaterials that exhibit negative refraction* // IEICE Trans. Electron. – 2004. – Vol. E87-C. – No. 3. – P. 359-370.
95. Houck A.A., Brock J.B., Chuang I.L. *Experimental observations of a left-handed material that obeys Shell’s law* // Phys. Rev. Lett. – 2003. – Vol. 90. – No. 13. – P. 137401(1-4).
96. Parazzoli C.G. *et al.* *Experimental verification and simulation of negative index of refraction using Snell’s law* // Phys. Rev. Lett. – 2003. – Vol. 90. – No. 10. – P. 107401(1-4).
97. Yablonovitch E. *Photonic crystals: what’s in a name* // Opt. and Photonic News. – 2007. – Vol. 18 – No. 3. – P. 12-13. || Sievenpiper D.F.,

- Sickmiller M.E., Yablonovitch E. *3D wire mesh photonic crystals* // Phys. Rev. Lett. 1996. – Vol. 76. – No. 14. – P. 2480-2483.
98. Smith D.R. *et al.* *Photonic band structure and defects in one and two dimensions* // J. Opt. Soc. Am. B. – 1993. – Vol. 10. – No. 2. – P. 314-321.
99. Aydin K. *et al.* *Experimental observation of true left-handed transmission peaks in metamaterials* // Opt. Lett. – 2004. – Vol. 29. – No. 22. – P. 2623-2625.
100. Koschny T., Kafesaki M., Economou E.N., Soukoulis C.M. *Effective medium theory of left-handed materials* // Phys. Rev. Lett. – 2004. – Vol. 93. – No. 10. – P. 107402 (1-4).
101. Gomez-Reino C., Perez M.V., Bao C. *Gradient-index optics. Fundamentals and applications*. – Berlin: Springer-Verlag, 2002. – 241 p.
102. Губанова Л.А. *Градиентные интерференционные системы* / Автореф. дис. соиск. уч. ст. докт. техн. наук. – С.-Пб., 2008. – 48 с.
103. Шварцбург А.Б., Агранат М.Б., Чефонов О.И. *Нанооптика градиентных диэлектрических пленок* // Квантовая электроника. – 2009. – Т. 39. – № 10. – С. 948-952.
104. Вольпян О.Д., Кузьмичёв А.И. *Применение импульсного магнетронного распыления для получения оптических метапокрытий с продольным наноградиентом показателя преломления* // Электроника и связь (Киев). – 2010. – № 2(55). – С. 28-33. || Вольпян О.Д., Кузьмичёв А.И., Обод Ю.А., Яковлев П.П. *Получение оптических наноградиентных и метапокрытий методом реакционного магнетронного распыления* // Наноинженерия. – 2011. – № 4. С. 37-39. || Вольпян О.Д., Кузьмичёв А.И. *Оптические покрытия с продольным градиентом показателя преломления*. – Мат. конф. “Высокие технологии в промышленности России – Материалы и устройства функциональной электроники и микрофотоники”, Москва, 2011. – С. 146-159.
105. Smith D.R., Mock J.J., Starr A.F., Schurig D. *Gradient index metamaterials* // Phys. Rev. E. – 2005. – V. 71. – P. 036609 (1-6).
106. Greigor R.B. *et al.* *Simulation and testing of a graded negative index of refraction lens* // Appl. Phys. Lett. – 2005. – Vol. 87. – P. 091114(1-3).
107. Driscoll T. *et al.* *Free-space microwave focusing by a negative-index gradient lens* // Appl. Phys. Lett. – 2006. – Vol. 88. – P. 081101(1-3).
108. Parazzoli C.G. *et al.* *Performance of a negative index of refraction lens* // Appl. Phys. Lett. – 2004. – Vol. 84. – No. 17. – P. 3232-3234.

-
109. Schurig D., Smith D.R. *Negative index lens aberrations* // Phys. Rev. E. – 2004. – V. 70. – P. 065601(1-4).
 110. Starr A.F., Rye P.M., Smith D.R., Nemat-Nasser S. *Fabrication and characterization of a negative-refractive-index composite metamaterials* // Phys. Rev. B. – 2004. – V. 70. – P. 113102(1-4).
 111. Yen T., Padilla W.J...Smith D.R., Pendry J.B. *et al. Terahertz magnetic response from artificial materials* // Science. – 2004. – Vol. 303. – P. 1494-1496.
 112. Hsu A.-C., Cheng Yi-K., Chen. K.-H. *et al. Far-infrared resonance in split ring resonators* // Jpn. J. Appl. Phys. – 2004. – Vol. 43. – P. L176-L179.
 113. Katsarakis N., Konstantinidis G., Kostopoulos A. *et al. Magnetic response of split-ring resonators in the far-infrared frequency regime* // Opt. Lett. – 2005. – Vol. 30. – P. 1348-1350.
 114. Linden S., Enkrich C., Wegener M. *et al. Magnetic response of metamaterials at 100 terahertz* // Science. – 2004. – Vol. 306. – P. 1351-1353.
 115. Enkrich C., Wegener M., Linden S. *et al. Magnetic metamaterials at telecommunication and visible frequencies* // Phys. Rev. Lett. – 2005. – Vol. 95. – P. 203901(1-4).
 116. Klein M.W., Enkrich C., Wegener M., Soukoulis C.M., Linden S. *Single-split-ring resonators at optical frequencies: limits of size scaling* // Opt. Lett. – 2006. – Vol. 31. – P. 1259-1261.
 117. Ishikawa A., Tanaka T. *Negative magnetic permeability of split ring resonators in the visible light region* // Opt. Commun. – 2006. – Vol. 258. – P. 300-305.
 118. Zhou J., Koschny Th., Kafesaki M., Economou E.N., Pendry J. B., Soukoulis C.M. *Saturation of the magnetic response of split-ring resonators at optical frequencies* // Phys. Rev. Lett. – 2005. – Vol. 95. – P. 223902(1-4).
 119. Ishikawa A., Tanaka T., Kawata S. *Negative magnetic permeability in the visible light region* // Phys. Rev. Lett. – 2005. – Vol. 95. – P. 237401(1-4).
 120. Tretyakov S. *On geometrical scaling of split-ring and double-bar resonators at optical frequencies* // Metamaterials. – 2007. – Vol. 1. – N. 1. – P. 40-43.
 121. Moser H.O., Casse B.D.F., Wilhelmi O., Saw B.T. *Terahertz response of a microfabricated rod-split-ring-resonator electromagnetic metamaterial* // Phys. Rev. Lett. – 2005. – Vol. 94. – P. 063901 (1-4).

122. Enkrich C., Perez-Willard F., Gerthsen D. *et al.* *Focused-ion-beam nanofabrication of near-infrared magnetic metamaterials* // Adv. Mater. – 2005. – Vol. 17. – P. 2547–2549.
123. Soukoulis C.M., Kafesaki M., Economou E.N. *Negative-index materials: new frontiers in optics* // Adv. Mater. – 2006. – Vol. 18. – P. 1941–1952.
124. Liu N., Guo H., Fu L. *et al.* *Three-dimensional photonic metamaterials at optical frequencies* // Nature Materials. – 2008. – Vol. 7. – No. 1. – P. 31–37.
125. Chang A.S.P., Kim Yo.S., Chen M. *et al.* *Visible three-dimensional metallic photonic crystal with non-localized propagating modes beyond waveguide cutoff* // Opt. Exp. – 2007. – Vol. 15. – No. 13. – P. 8428–8437.
126. Lagarkov A.N., Sarychev A.K. *Electromagnetic properties of composites containing elongated conducting inclusions* // Phys. Rev. B. – 1996. – Vol. 53. – No. 10. – P. 6318–6336.
127. Panina L.V., Grigorenko A.N., Makhnovskiy D.P. *Optomagnetic composite medium with conducting nanoelements* // Phys. Rev B 2002. – Vol. 66. – No. 15. – P. 155411(1–17).
128. Podolskiy V.A., Sarychev A.K., Narimanov E.E., Shalaev V.M. *Resonant light interaction with plasmonic nanowire systems* // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. – 2005. – Vol. 7. – P. S32–S37.
129. Dolling G., Enkrich C., Wegener M., Zhou J., Soukoulis C.M., Linden S. *Cut-wire pairs and plate pairs as magnetic atoms for optical metamaterials* // Opt. Lett. – 2005. – Vol. 30. – No. 23. – P. 3198–3200.
130. Kildishev A.V., Cai W., Chettiar U.K. *et al.* *Negative refractive index in optics of metal–dielectric composites* // J. Opt. Soc. Amer. B. – 2006. – Vol. 23. No. 3. – P.423–433.
131. Shalaev V.M., Cai W., Chettiar U.K. *et al.* *Negative index of refraction in optical metamaterials* // Opt. Lett. – 2005. – Vol. 30. – No. 24. – P. 3356–3358.
132. Drachev V.P., Cai W., Chettiar U.K. *et al.* *Experimental verification of an optical negative-index material* // Laser Phys. Lett. – 2006. – Vol. 3. – No. 1. – P. 49–55.
133. Chettiar U.K., Kildishev A.V., Klar T.A., Shalaev V.M. *Negative index metamaterial combining magnetic resonators with metal films* // Opt. Exp. – 2006. – Vol. 14. – No. 17. – P. 7872–7877.
134. Yuan H.K., Chettiar U.K., Cai W. *et al.* *A negative permeability material at red light* // Opt. Exp. – 2007. – Vol. 15. – No. 3. – P. 1076–1083.
135. Johnson P.B., Christy R.W. *Optical constants of the noble metals* // Phys. Rev. B. – 1972. – Vol. 6. – P. 4370–4379.

-
136. Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела. Сб. статей / Под ред. В.М. Аграновича и Д.Л. Миллс. – М.: Наука, 1985. – 525 с.
137. *Plasmonics and plasmonic metamaterials. Analysis and applications* / Eds. G. Shvets, I. Tsukerman – World Scientific Publishing Co., 2011. – 468 p.
138. Podolskiy V.A., Sarychev A.K., Shalaev V.M. *Plasmon modes in metal nanowires and left-handed materials* // J. Nonlinear Opt. Phys. Mater. – 2002. – Vol. 11. – No. 1. – P. 65-74.
139. Podolskiy V.A., Sarychev A.K., Shalaev V.M. *Plasmon modes and negative refraction in metal nanowire composites* // Opt. Express. – 2003. – Vol. 11. – No. 7. – P. 735-745.
140. Sarychev A.K., Shvets G., Shalaev V.M. *Magnetic plasmon resonance* // Phys. Rev. E. – 2006. – Vol. 73. – P. 036609(1-10).
141. Джексон Дж. *Классическая электродинамика*. М: Мир, 1965. – 702 с.
142. Falcone F., Lopetegi T., Laso M.A.G. *et al. Babinet principle applied to the design of metasurfaces and metamaterials* // Phys. Rev. Lett. – 2004. – Vol. 93. – No. 19. – P. 197401(1-4).
143. Zhang S., Fan W., Panoiu N.C. *et al. Experimental Demonstration of Near-Infrared Negative-Index Metamaterials* // Phys. Rev. Lett. – 2005. – Vol. 95. – P. 137404(1-4) || Zhang S., Fan W., Panoiu N.C. *et al. Demonstration of Near-Infrared Negative-Index Materials*. – 2005. – <http://arxiv.org/ftp/physics/papers/0504/0504208.pdf>.
144. Zhang S., Fan W., Malloy K.J. *et al. Near-infrared double negative metamaterials* // Opt. Express. – 2005. – Vol. 13. – No. 13. – P. 4922-4930.
145. Zhang S., Fan W., Malloy K.J. *et al. Demonstration of metal-dielectric negative-index metamaterials with improved performance at optical frequencies* // J. Opt. Soc. Amer. B. – 2006. – Vol. 23. – P. 434-438.
146. Hao Ya., Mittra R. *FDTD modeling of metamaterials*. – Artech House, 2009. – 379 p.
147. Dolling, G., Enkrich C., Wegener M., Soukoulis C.M., Linden S. *Simultaneous negative phase and group velocity of light in a metamaterial* // Science. – 2006. – Vol. 312. – P. 892-894.
148. Dolling, G. Enkrich C., Wegener M., Soukoulis C.M., Linden S. *Low-loss negative-index metamaterial at telecommunication wavelengths* // Opt. Lett. – 2006. – Vol. 31. – No. 12. – P. 1800-1802.
149. Dolling G., Wegener M., Soukoulis C.M., Linden S. *Negative-index material at 780 nm wavelength* // Opt. Lett. 2007. – V.32. – No. 1. – P. 53-55. || Preprint at <<http://arxiv.org/abs/physics/0607135>> (2006).

150. Chettiar U.K., Kildishev A.V., Yuan H.-K. *et al.* *Dual-band negative index metamaterial: double negative at 813 nm and single negative at 772 nm* // Opt. Lett. – 2007. – Vol. 32. – No. 12. – P. 1671-1673.
151. Zhang S., Fan W., Panoiu N.C. *et al.* *Optical negative-index bulk metamaterials consisting of 2D perforated metal-dielectric stacks* // Opt. Exp. – 2006. – Vol. 14. – No. 15. – P. 6778-6787.
152. Dolling G., Wegener M., Linden S. *Realization of a three-functional-layer negative-index photonic metamaterial* // Opt. Lett. – 2007. – Vol. 32. – No. 5. – P. 551-553.
153. Garcia-Meca C., Hurtado J., Marti J., Martinez A. *Low-loss multilayered metamaterial exhibiting a negative index of refraction at visible wavelengths* // Phys. Rev. Lett. – 2011. – Vol. 106. – P. 067402(1-4).
154. Ortuno R., Garcia-Meca C., Rodriguez-Fortuno F.J. *et al.* *Enlarging the negative-index bandwidth of optical metamaterials by hybridized plasmon resonances* // Opt. Lett. – 2010. – Vol. 35. – No. 24. – P. 4205-4207.
155. Kildishev A.V., Chettiar U.K., Yuan H.-K. *et al.* *Optimizing optical negative index metamaterials: feedback from fabrication.* – Proc. 23rd Ann. Rev. of Progress in Appl. Computational Electromagnetics. Verona, Italy, 2007. – P. 943-948.
156. Шиллер З., Гайзиг У., Панцер З. *Электронно-лучевая технология.* – М.: Энергия, 1980. – 528 с.
157. Броудай И., Мерей Дж. *Физические основы микротехнологии.* М.: Мир, 1985. – 496 с. || *Технология СБИС.* В 2-х кн. Кн. 2 / Под. ред. С. Зи. – М.: Мир, 1986. – 453 с.
158. Вольпян О.Д., Кузьмичёв А.И. *Фотонные метаматериалы: технологические аспекты получения* // Нанотехнологии. – 2011. – № 2. – С. 6-15.
159. Вольпян О.Д., Кузьмичёв А.И. *Магнетронное нанесение оптических покрытий при питании магнетронов переменным напряжением средней частоты* // Прикладная физика. – 2008. – № 3. – С. 34-52.
160. Данилин Б.С. *Применение низкотемпературной плазмы для нанесения тонких плёнок.* – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 328 с.
161. Кузьмичёв А.И. *Магнетронные распылительные системы.* – К.: Аверс, 2008. – 244 с.
162. Валиев К.А., Раков А.В. *Физические основы субмикронной литографии в микроэлектронике.* – М.: Радио и связь, 1984. – 352 с. || Валиев К.А. *Физика субмикронной литографии.* – М.: Физматлит, 1990. – 527 с.

-
163. Брюэр Дж. И др. *Электронно-лучевая технология в изготовлении микроэлектронных приборов*. – М.: Радио и связь, 1984. – 336 с. || Таруи Я. *Основы технологии СБИС*. – М.: Радио и связь, 1985. – 480 с.
164. Старостин В.В. *Материалы и методы нанотехнологии*. – М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2008. – 431 с.
165. Либенсон М.Н. *Преодоление дифракционного предела в оптике* // Соросовский образовательный журнал. – 2000. – Т. 6. – № 3. – С. 99-104 || Дряхлушин В.Ф., Вейко В.П., Вознесенский Н.Б. *Сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия и ближнепольные оптические зонды: свойства, изготовление и контроль параметров* // Квантовая электроника. – 2007. – Т. 37. – № 2. – С. 193-203.
166. Fang N., Lee H, Sun C, Zhang X. *Sub-diffraction-limited optical imaging with a silver superlens* // Science. – 2005. – Vol. 308. – P. 534-537
167. Melville D.O.S., Blaikie R.J. *Super-resolution imaging through a planar silver layer* // Opt. Exp. – 2005. – Vol. 13. – No. 6. – P. 2127-2134.
168. Lee H, Liu Z, Xiong Yi. *et al. Development of optical hyperlens for imaging below the diffraction limit* // Opt. Exp. – 2007. – Vol. 15. – No. 24. – P. 15886-15891.
169. Smolyaninov I.I., Hung Y.J., Davis C.C. *Magnifying superlens in the visible frequency range* // Science. – 2007. – Vol. 315. – P. 1699-1701.
170. Merlin R. *Analytical solution of the almost-perfect-lens problem* // Appl. Phys. Lett. – 2004. – V. 84. – No. 8. – P. 1290-1292.
171. Podolskiy V.A., Narimanov E.E. *Near-sighted superlens* // Opt. Lett. – 2005. – V. 30. – No. 1. – P. 75-77.
172. Larkin I.A., Stockman M.I. *Imperfect perfect lens* // Nano Lett. – 2005. – Vol. 5. – No. 2. – P. 339-343.
173. Klimov V.V. *Novel approach to a perfect lens* // Письма в ЖЭТФ. – 2009. – Т. 89. – Вып. 5-6. – С. 270-273.
174. Nicorovici N.-A.P., Milton G.W., McPhedran R.C., Botten L.C. *Quasistatic cloaking of two-dimensional polarizable discrete systems by anomalous resonance* // Opt. Exp. – 2007. – Vol. 15. – No. 10. – P. 6314-6323.
175. Garcia de Abajo F.J., Gomez-Santos G., Blanco L.A. *et al. Tunneling mechanism of light transmission through metallic films* // Phys. Rev. Lett. 2005. – Vol. 95. – P. 067403(1-4).
176. Leonhardt U. *Optical conformal mapping* // Science. – 2006. – Vol. 312. – P. 1777-1780.

177. Pendry J.B., Schurig D., Smith D.R. *Controlling electromagnetic fields* // Science. – 2006. – Vol. 312. – P. 1780-1782.
178. Shalaev V.M. *Transforming light* // Science. – 2008. – Vol. 322. – P. 384-386.
179. Xu X., Feng Yi., Zhao L. *et al. Designing the coordinate transformation function for non-magnetic invisibility cloaking* // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2008. – Vol. 41. – P. 215504(1-6).
180. Кильдишев А.В., Шалаев В.М. *Трансформационная оптика и метаматериалы* // УФН. – 2011. – Т. 181. – № 1. – С. 59-70.
181. Schurig D., Mock J.J., Justice B.J., *et al. Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies* // Science. – 2006. – Vol. 314. – P. 977-980.
182. Cai W., Chettiar U.K., Kildishev A.V., Shalaev V.M. *Optical cloaking with metamaterials* // Nat. Photonics. – 2007. – Vol. 1. – P. 224-227.
183. Semouchkina E., Werner D.H., Semouchkin G.B., Pantano C. *An infrared invisibility cloak composed of glass* // Appl. Phys. Lett. – 2010. – Vol. 96. – P. 233503(1-3).
184. Li J., Pendry J.B. *Hiding under the carpet: a new strategy for cloaking* // Phys. Rev. Lett. – 2008. – Vol. 101. – P. 203901(1-4).
185. Liu R., Ji C., Mock J.J. *et al. Broadband ground-plane cloak* // Science. – 2009. – Vol. 323. – P. 366-369. || Valentine J., Li J., Zentgraf T. *et al. An optical cloak made of dielectrics* // Nat. Mater. – 2009. – Vol. 8. – P. 568-571. || Gabrielli L.H., Cardenas J., Poitras C.B. *et al. Silicon nanostructure cloak operating at optical frequencies* // Nat. Photonics. – 2009. – Vol. 3. – P. 461-463.
186. Caloz C., Itoh T. *Electromagnetic metamaterials: transmission line theory and microwave applications. The engineering approach.* – Wiley-Interscience publ., 2006. – 352 p.
187. Eleftheriades G.V., Iyer A.K., Kremer P.C. *Planar negative refractive index media using periodically L–C loaded transmission lines* // IEEE Trans. on Microwave Theory and Techn. – 2002. – Vol. 50. – No. 12. – P. 2702-2712. || Grbic A., Eleftheriades G.V. *Periodic analysis of a 2-D negative refractive index transmission line structure* // IEEE Trans. on Antennas and Propag. – 2002. – Vol. 51. – No. 10. – P. 2604-2611. || Iyer A.K., Kremer P.C., Eleftheriades G.V. *Experimental and theoretical verification of focusing in a large, periodically loaded transmission line negative refractive index metamaterial* // Opt. Exp. – 2003. – Vol. 11. – No. 7. – P. 696-708.

-
188. Grbic A., Eleftheriades G.V. *Overcoming the diffraction limit with a planar left-handed transmission-line lens* // Phys. Rev. Lett. – 2004. – Vol. 92. – No. 11. – P. 117403(1-4).
189. Yablonovitch E. *Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics* // Phys. Rev. Lett. – 1987. – Vol. 58. – No. 20. – P. 2059-2062. || Yablonovitch E. *Photonic band structure: the face-centered-cubic case* // Phys. Rev. Lett. – 1989. – Vol. 63. – No. 18. – P. 1950-1953. || Yablonovitch E. *Photonic band-gap structures* // J. Opt. Soc. Am. B. – 1993. – Vol. 10. – No. 2. – P. 283-295.
190. Yablonovitch E. *Photonic crystals: what's in a name* // Opt. and Photonic News. – 2007. – Vol. 18 – No. 3. – P. 12-13.
191. Банков С.Е. *Электромагнитные кристаллы* – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2010. – 352 с.
192. Smith D.R., Pendry J.B., Wiltshire M.C.K. *Metamaterials and negative refractive index* // Science. – 2004. – Vol. 305. – P. 788-792.
193. Вольпян О.Д., Кузьмичёв А.И. *Оптические покрытия с продольным градиентом показателя преломления.* – Мат. XVII Междунар. научн.-техн. конф. “Высокие технологии в промышленности России (Материалы и устройства функциональной электроники и микрофотоники)”, XXIV Междунар. симп. “Тонкие плёнки в электронике” и VI Междунар. научн.-техн. конф. “Наноинженерия”. – М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, ЦНИТИ “Техномаш”, 2011. – С. 146-159.
194. Valentine J., Zentgraf T., Liu Y. *et al.* *Adiabatic gradient index plasmonics.* – Proc. (CD) Metamaterials' 2011: 5th Int. Congr. Adv. Electromagnetic Mat. in Microwaves and Optics. – Barcelona, 2011. – P. 107-109. || Zhou F., Bao Y., Cao W. *et al.* *Three-dimensional invisibility cloaking operates at terahertz frequencies* // *ibid.* – P. 116-118. || Mateo-Segura C., Demetriadou A., Hao Y. *Highly directive antennas based on a slim Luneburg lens* // *ibid.* – P. 266-268. || Munárriz J., Malyshev A.V. *Control of the hot spot localization in graded plasmonic nano-antennae* // *ibid.* – P. 462-464. || Neu J., Krolla B., Paul O. *et al.* *Metamaterial-based gradient index lens for strong focusing in the THz frequency range* // *ibid.* – P. 955-957.
195. Qiu C.-W., Akbarzadeh A., Han T., Danner A.J. *Photorealistic rendering of a graded negative-index metamaterial magnifier* // New J. Phys.– 2012. – Vol. 14. – P. 033024(1-10).
196. Chang T.M., Dupont G., Enoch S., Guenneau S. *Enhanced control of light and sound trajectories with three-dimensional gradient index lenses* // New J. Phys.– 2012. – Vol. 14. – P. 035011(1-29).

197. Якобсон Р. *Неоднородные и совместно напылённые однородные плёнки для оптических применений*. – В кн.: Физика тонких плёнок. – М.: Мир, 1978. – С. 61-105.
198. Devaux E., Laluet J.-Y., Stein B *et al. Refractive micro-optical elements for surface plasmons: from classical to gradient index optics* // Opt. Exp. – 2010. – Vol. 18. – No. 20. – P. 20610-20619.
199. Volpian O.D., Shvartsburg A.B., Kuzmichev A.I. *Resonant tunneling of light in nanostructures: gradient dielectric vs. metallic foils?* – Proc. (CD) Metamaterials' 2011: 5th Int. Congr. Adv. Electromagnetic Mat. in Microwaves and Optics. – Barcelona, 2011. – P. 224-226.
200. Kuzmichev A.I., Shvartsburg A.B., Volpian O.D., Obod Yu.A., Yakovlev P.P. *Polarized light in nanogradient metamaterials*. – Proc. Int. Conf. “SPIE Optical Systems Design (Conf. 8172. Optical Complex Systems: OCS11)”. – Marseille, 2011. – Vol. SPIE 8172. – P. 81720K (2011); doi:10.1117/12.898653.
201. Konyukhova E.V., Kuzmichev A.I., Obod Y.A., Volpian O.D., Yakovlev P.P. *Optical metacoatings on the base of nanogradient reactive magnetron sputtered thin dielectric layer* – Book of Abstracts: Int. Young Sci. Workshop on Optics, Photonics and Metamaterials “OPAM-2009”. – Kharkov, 2009. – P. 27-28.
202. Sakai O., Tachibana K. *Plasmas as metamaterials: a review* // Plasma Sources Sci. Technol. – 2012. – Vol. 21. – P. 013001(1-18).
203. Мик Дж., Крэгс Дж. *Электрический пробой в газах*. – М.: Изд-во иностр. лит., 1960. – 605 с.

Литература к Приложению 1

- П1.1. Веселаго В.Г. *Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ* // УФН. – 1967. – Т. 92. – Вып. 3. – С. 517-526.

Литература к Приложению 2

- П2.1. Pendry J.B., Holden A.J., Stewart W.J., Youngs I. *Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures* // Phys. Rev. Lett. – 1996. – Vol. 76. – No. 25. – P. 4773-4776.
- П2.2. Pendry J.B., Holden A.J., Robbins D.J., Stewart W.J. *Low frequency plasmons in thin-wire structures* // J. Phys.: Condens. Matter. – 1998. – Vol. 10. – P. 4785-4809.
- П2.3. Pendry J.B., Holden A.J., Robbins D.J., Stewart W.J. *Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena* // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. – 1999. – Vol. 47. – No. 11. – P. 2075-2084.

- П2.4. Sievenpiper D.F., Sickmiller M.E., Yablonovitch E. *3D wire mesh photonic crystals* // Phys. Rev. Lett. – 1996. – Vol. 76. – No. 14. – P. 2480-2483.
- П2.5. Pines D., Bohm D. *A collective description of electron interactions: II collective versus individual particle aspects of the interactions* // Phys. Rev. – 1952. – Vol. 85. – P. 338-353. || Bohm D., Pines D. *A collective description of electron interactions: III Coulomb interactions in a generate electron gas* // Phys. Rev. – 1953. – Vol. 92. – P. 609-625.
- П2.6. См. [189].
- П2.7. John S. *Strong localization of photons in certain disordered lattices* // Phys. Rev. Lett. – 1987. – Vol. 58. – P. 2486-2489.
- П2.8 Garcia-Vidal F.J., Pendry J.B. *Collective theory for surface enhanced Raman scattering* // Phys. Rev. Lett. – 1996. – Vol. 77. – P. 1163-1166.

Литература к Приложению 3

- П3.1. Zhang S., Fan W., Malloy K.J. *et al. Near-infrared double negative metamaterials* // Opt. Exp. – 2005. – Vol. 13. – No. 13. – P. 4922-4930.
- П3.2. Zhang S., Fan W., Frauenglass A. *et al. Demonstration of mid-infrared resonant magnetic nanostructures exhibiting a negative permeability* // Phys. Rev. Lett. – 2005. – Vol. 94. – P. 037402-(1-4).
- П3.3. Moharam M.G., Gaylord T.K. *Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction* // J. Opt. Soc. Am. – 1981. – V. 71. – P. 811-818. || Minhas B.K., Fan W., Agi K. *et al. Metallic inductive and capacitive grids: theory and experiment* // J. Opt. Soc. Am. A. – 2002. – Vol. 19. – P. 1352-1359.
- П3.4. См. [143].
- П3.5. Smith D.R., Schultz S., *Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients* // Phys. Rev. B. – 2002. – Vol. 65. – P. 195104(1-5). || O'Brien S., Pendry J.B. *Magnetic activity at infrared frequencies in structured metallic photonic crystals* // J. Phys. Condens. Matter. – 2002. – Vol. 14. – P. 6383-6394.
- П3.6. Weaver J.H., Krafka C., Lynch D.W., Koch E. E. *Optical Properties of Metals. Physics Data.* – Vols. I, II. – Karlsruhe, Germany: Fachinformationzentrum, 1981. – Vol. 18-2.
- П3.7. Karkkainen M.K. *Numerical study of wave propagation in uniaxially anisotropic Lorentzian backwardwave slabs* // Phys. Rev. E. – 2003. – Vol. 68. – P. 026602.

- П3.8. Pendry J.B., Martin-Moreno L., Garcia-Vidal F.J. *Mimicking surface plasmons with structured surfaces* // Science. – 2004. – Vol. 305. – P. 847-848.
- П3.9. Shalaev V.M., Cai W, Chettiar U. *et al. Negative index of refraction in optical metamaterials.* – 2005. – <http://arxiv.org/ftp/physics/papers/0504/0504091.pdf>.

Литература к Приложению 4

- П4.1. Вольпян О.Д., Кузьмичёв А.И. *Фотонные метаматериалы: технологические аспекты получения* // Нанотехнологии. – 2011. – № 2. – С. 6-15.
- П4.2. Boltasseva A., Shalaev V.M. *Fabrication of optical negative-index metamaterials: recent advances and outlook* // Metamaterials. – 2008. – Vol. 2. – No. 1. – P. 1-17.
- П4.3. См. [11].
- П4.4. См. [20].
- П4.5. Вольпян О.Д., Кузьмичёв А.И., Обод Ю.А., Яковлев П.П. *Получение оптических наногradientных и метапокрытий методом реакционного магнетронного распыления* // Нанотехнологии. – 2011. – № 4. – С. 37-39. || См. также [103].
- П4.6. См. [101].
- П4.7. См. [189,190].
- П4.8. Белянин А.Ф., Гребенников Е.П., Житковский В.Д. и др. *Наноматериалы. III. Фотонные кристаллы и нанокомпозиты на основе опаловых матриц* / Под ред. М.И.Самойловича. – М.: ЦНИТИ “Техномаш”, 2007. – 304 с.
- П4.9. Масалов В.М., Жохов А.А., Горелик В.С. и др. *Оптический прозрачный нанокомпозит диоксид кремния/диоксид циркония/углерод* // Мат. XV Междунар. науч.-техн. конф. “Высокие технологии в промышленности России (Материалы и устройства функциональной электроники и микрофотоники)” и XXII Междунар. симп. “Тонкие плёнки в электронике”. – М.: ЦНИТИ “Техномаш”, 2009. – С. 107-111.
- П4.10. См. [25].
- П4.11. Кудрявцева А.Д., Самойлович М.И., Чернега И.В. *Опико-акустические эффекты в фотонных кристаллах (опаловые матрицы как метаматериал)* // Мат. XV Междунар. науч.-техн. конф. “Высокие технологии в промышленности России (Материалы и устройства функциональной электроники и микрофотоники)” и XXII Междунар. симп. “Тонкие плёнки в электронике”. – М.: ЦНИТИ

“Техномаш”, 2009. – С. 91-101. || Белянин А.Ф., Клещеева С.М., Самойлович М.И. и др. *Особенности реальной структуры нанокомпозитов на основе опаловых матриц* // *ibid.* – С. 162-182.

П4.12. См. [124].

П4.13. Feth N., Enkrich C., Wegener M., Linden S. *Large-area magnetic metamaterials via compact interference lithography* // *Opt. Exp.* – 2007. – Vol. 15. – No. 2. – P. 501–507.

П4.14. См. [145].

П4.15. Dolling G., Enkrich C., Wegener M. *et al.* *Low-loss negative-index metamaterial at telecommunication wavelengths* // *Opt. Lett.* – 2006. – Vol. 31. – No. 12. – P. 1800–1802

П4.16. Liu Z., Boltasseva A., Pedersen R.H. *Plasmonic nanoantenna arrays for the visible* // *Metamaterials.* – 2008. – Vol. 2. – N. 1. – P. 45-51.

П4.17. Grigorenko A.N., Geim A.K., Gleeson H.F. *et al.* *Nanofabricated media with negative permeability at visible frequencies* // *Nature.* – 2005. – Vol. 438. – P. 335–338

П4.18. См. [152].

П4.19. Formanek F., Takeyasu N., Tanaka T. *et al.* *Three-dimensional fabrication of metallic nanostructures over large areas by two-photon polymerization* // *Opt. Exp.* – 2006. – Vol. 14. – No. 2. – P. 800–809.

П4.20. Maryo S., Nakamura J., Kawata S. *Three-dimensional microfabrication with two-photon-absorbed photopolymerization* // *Opt. Lett.* – 1997. – Vol. 22. – No. 2. – P. 132–134.

П4.21. См. [4].

П4.22. См. [157, 162, 163].

П4.23. См. [164].

П4.24. Wu W., Kim E., Ponizovskaya E. *et al.* *Optical metamaterials at near and mid-IR range fabricated by nanoimprint lithography* // *Appl. Phys.* – 2007. – Vol. A87. – P. 143–150.

П4.25. См. [3].

П4.26. Вольпян О.Д., Кузьмичёв А.И. *Магнетронное нанесение оптических покрытий при питании магнетронов переменным напряжением средней частоты* // *Прикладная физика.* – 2008. – № 3. – С. 34-52.

Научное издание

Вольпян Олег Дмитриевич
Кузьмичёв Анатолий Иванович

Отрицательное преломление волн

**Введение в физику и технологию электромагнитных
метаматериалов**

Издано в авторской редакции
Компьютерный набор и верстка авторов
Художник оформления – Цыбульский Л.Ю.
Технический редактор-корректор – Рыбьянский В.В.

Подписано в печать 19.09.2012 г. Формат 60×84/16.
Бумага офсетная. Печать офсетная. Усл.-печатн. л. 19,8. Тираж 1000 экз.
Заказ № 155-12

Издательство «Аверс»
03056, Киев, ул. Полевая, 21
Свидетельство о государственной регистрации от 21.09.1993 г., № 5933
Свидетельство про перерегистрацию от 29.03.2005 г., сер. А00 № 031039